

A MAGYAR ÁLLAMI EÖTVÖS LORÁND GEOFIZIKAI INTÉZET KIADVÁNYA

# GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK

A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETÉNEK HIVATALOS LAPJA

★

SZERKESZTI  
DOMBAI TIBOR

VII. KÖTET, 1. SZÁM



MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ, BUDAPEST

---

1958

Felelős szerkesztő:  
**DOMBAI TIBOR**

Szerkesztőbizottság:  
Dr. BARTA GYÖRGY, Dr. EGYED LÁSZLÓ, Dr. FACSINAY LÁSZLÓ,  
KILCZER GYULA, OSZLACZKY SZILÁRD

Szerkesztő:  
**BUDAY TIBOR**

Felelős kiadó: Solt Sándor

Műszaki szerkesztő:  
Hegedüs Ernő  
Papíralak: 70×100

Ívterjedelem:  $5 \frac{1}{2} \frac{1}{8}$   
Ábrák száma: 26 + 7 db. mell.  
Példányszám: 800  
Azonossági szám: 40 170

Megrendelve: 1958. I. 4.  
Imprimálva: 1958. IV. 15  
Megjelent: 1958. IV. 30.

Ez a könyv a MSZ 5601-54 és 5602-54. A szabványok szerint készült.

16054. Franklin-nyomda Budapest, VIII., Szentkirályi utca 28.  
Felelős: Vértés Ferenc.

G. BARTA

## LONGITUDINAL AND TRANSVERSAL EFFECT OF THE SECULAR VARIATION OF THE GEOMAGNETIC FIELD

The wave of 50 year's period apparent in the secular variation of the components of the geomagnetic field [1, 2, 4, 11, 12, 13, 14, 15] is resulted by a helicoidal movement of the end point the magnetic vector. *The mathematically calculated approximating curve is helically surrounded by the actual space-curve.* The characteristics of the helix may precisely be examined by the methods of solid geometry. An accompanying trihedron belongs to every point of the approximating space-curve [5] which is expressed in parametric form. The position of the measured and calculated points as related to each other may be determined in the accompanying trihedron and thus it is possible to examine the superposed wave in the coordinate system attached to the secular course.

The projection of the superposed vector onto the tangent of the three-dimensional curve is from time to time positive, then negative, consequently, the measured point as compared with the adjusted one is occasionally fast or late. The phenomenon is *corssponding* to the acceleration, and slowing down of the secular course, respectively, with other words to a wave of *longitudinal character*, whereas the components in the direction of the binormal and the principal normal represent the projection of the superposed wave onto the normal plane and the helicoidal movement of the secular variation. This phenomenon is called the *transversal effect* of the secular variation.

Looking in the direction of the tangent of the secular course, the sense of rotation of the helix in the northern temperate zone is clockwise (Figs. 6., 7., 8.). The period of this process at the Eurasian continent is 40 to 60 years, the amplitude of the transversal wave in the observatory at Zuy is markedly large, at the same time, the curve of its vector diagram is very flat. The sense of rotation of the transversal effect in the observatories at Agincourt and Cheltenham is positive, but their period is only half of that observed in the northern temperate zone. Their amplitude is small as compared with those in the European and Asiatic observatories (Fig. 9.). The course of the transversal effect in the Sitka observatory in Alaska is negative, its period is of about 36 years (Fig. 4.).

The course of the transversal vector diagrams in the equatorial observatories is, in the whole, negative, their period is of 20–25 years.

The longitudinal effect in the northern temperate zone is very regular, a wave of 40 to 50 years period, *its extreme values appearing simultaneously on the whole Earth* (Fig. 11.). The minimum of the wave is developing around 1910, the maximum around 1930. It should be emphasized that the amplitude of the longitudinal wave in the observatories at Agincourt and Cheltenham, having a transversal period of about 20 years, is very large and its period is 40 years according to the observatories on the northern hemisphere.

The longitudinal effect in the equatorial observatories is of a period of 20–25 years, similarly to that of the transversal effect.

It may generally be stated that where the secular variation is great (Eurasia, America, Africa), there the amplitude of the transversal and longitudinal effect is large as well, and vice-versa. The longitudinal effect is predominant there, where the course of the secular variation is not strongly curved during the observation

period (America), whereas the transversal effect becomes stronger when the sense of the main course of the secular variation is changing.

The writer suggests that — if the 50 years period appearing in the rate of rotation of the Earth is connected with the 50 years period of geomagnetism and may be attributed to the motion of the Earth's core [7, 17] — a secular variation of similar period ought to be observed also in the gravity [3].

## A FÖLDMÁGNESES TÉR ÉVSZÁZADOS VÁLTOZÁSÁNAK LONGITUDINÁLIS ÉS TRANSZVERZÁLIS EFFEKTUSA\*

BARTA GYÖRGY

### Az évszázados változás vektordiagramjai

A földmágneses tér évszázados változásában felismerhető 50 éves periódussal foglalkozó eddigi értekezéseimben [1, 2] bizonyos önkényt tartalmazott a koordináták szétválasztása és egyenkénti kapcsolatba hozása az idővel.\*\* A folyamat ugyanis nem korlátozódik egy-egy koordinátára, hanem a térben, valamennyi összetevőben játszódik le. Célszerűbb tehát vizsgálatra a vektordiagram-ábrázolást alkalmazni. Így legalább megszűnik az időnek egyoldalú kapcsolata az egyes koordinátákkal [4].

Az egyes obszervatóriumok évi átlagértékei meghatározzák a mágneses vektor végpontjának évi átlagos helyzetét a térbeli csillagászati koordinátarendszerben. Az évszázados változás következtében ennek a pontnak helyzete évről évre változik és a vektor végpontja az idő folyamán térgörbét ír le. Az évszázados változás vektordiagramja ennek a görbének a vetülete a különböző koordinátasíkokra. A térgörbe egyes pontjait ismerjük az obszervatóriumok megfigyeléseiből. A vektordiagramot úgy szerkesztjük meg, hogy az obszervatórium által megállapított mágneses összetevő értékeit felmérjük a koordinátarendszer tengelyeire. Minden összetevőpár a megfelelő koordinátasíkon meghatároz egy pontot. Ha a különböző időpontokhoz tartozó adatpárokból megszerkesztjük a pontokat és ezeket időrendben folytonos görbevonallal összekötjük, megkapjuk a vektordiagramot. Ilyen szerkesztésben az időparaméternek kiüntetett szerepe megszűnik, az egyes összetevők egymással egyenlő súlyúak, az idő a vektordiagram-görbén fut végig és annak egyes pontjaihoz kapcsolódik.

Vektordiagramot minden koordinátasíkon szerkeszthetünk, és szerkesztésre mind a ténylegesen mért adatokat, mind a kiegyenlített függvényből számított adatokat felhasználhatjuk. A két görbe egymáshoz viszonyított helyzetéből a rátevődött hullám jól felismerhető. Az 1., 2. és 3. ábrán bemutatjuk négy obszervatórium évszázados változásának

\* A Tudományos Minősítő Bizottságnak 1955. október 27-én benyújtott és 1956. június 14-én megvédett doktori értekezés. Az értekezés egyes részei részletesebben kidolgozva már megjelentek [3, 4, 5]. Ezeket a részeket ebből az értekezésből kihagytuk.

\*\* 1957. októberében jutott tudomásomra, hogy a mágneses tér évszázados változásában jelentkező 50 éves periódust más módszerrel Leonidas *Slaucitajs* már 1948-ban kimutatta [11, 12, 13, 14, 15].

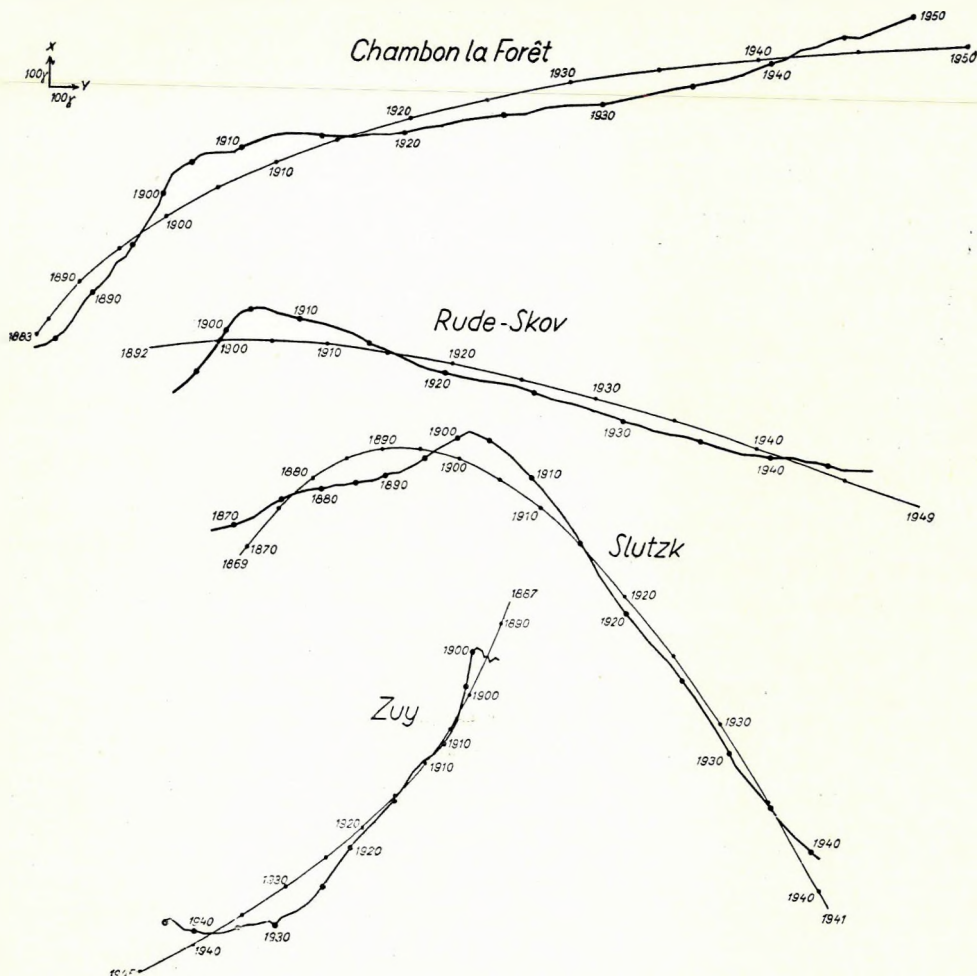
A kézirat 1957. november 18-án érkezett.



vektordiagramját a különböző koordinátasíkokon. Az ábrákon jól felismerhető, hogy az évszázados változás különbségei ellenére is a hullám mindegyik obszervatóriumban világosan jelentkezik.

### Az évszázados változás longitudinális és transzverzális effektusa

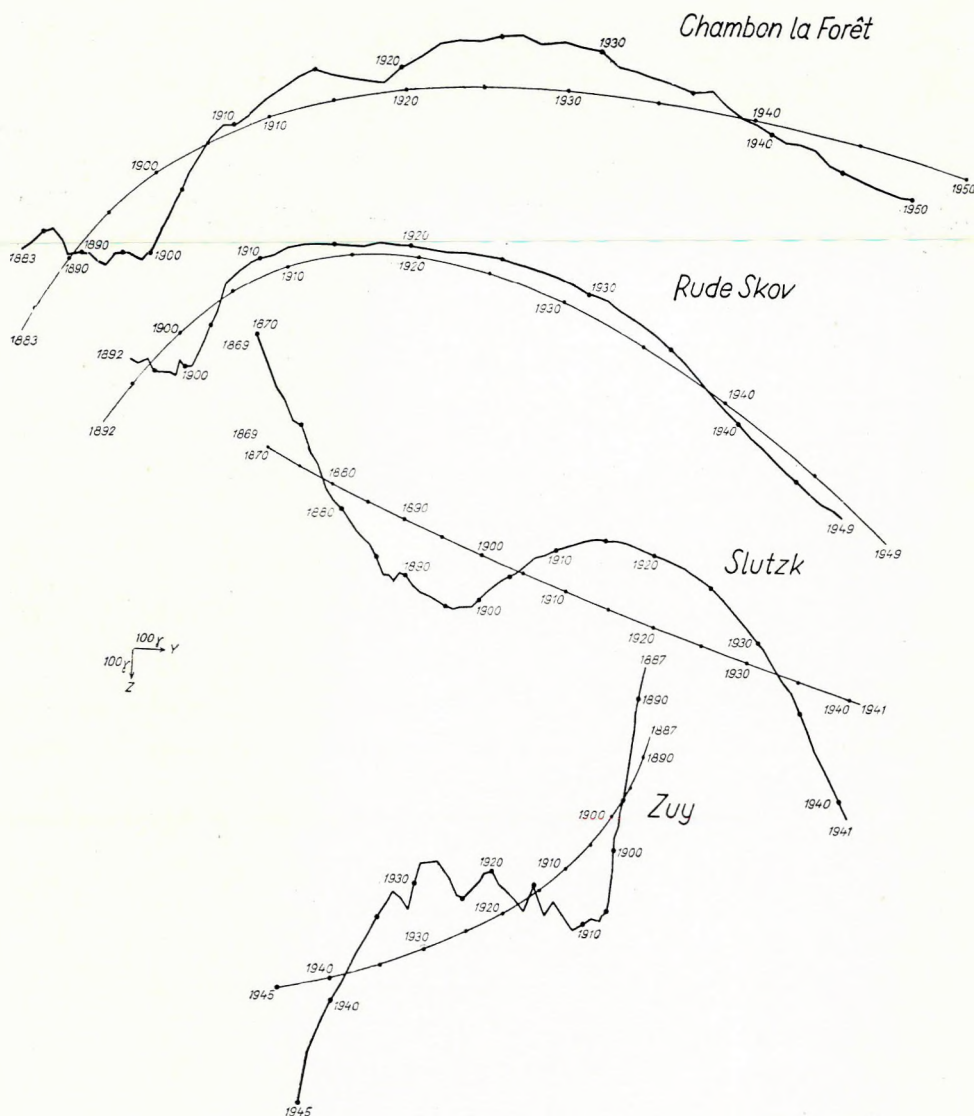
A vektordiagram-ábrázolás csökkentette az egyes csillagászati koordináták irányába eső összetevők változásának elkülönült vizsgálatában



1. ábra. A mért és a matematikailag megközelített évszázados változás vektordiagramja az XY síkon a Chambon la Forêt-i, Rude Skov-i, Slutsk-i és Zuy-i obszervatóriumokban

Fig. 1. Measured and mathematically adjusted vector diagrams of the secular variation in the XY-plane, obtained in the observatories at Chambon la Forêt, Rude Skov, Slutsk and Zuy

ejlő egyoldalúságot, de továbbra is fennmarad a csillagászati koordináta-  
endszer alkalmazásából származó önkény. A külső önkényes feltételeket

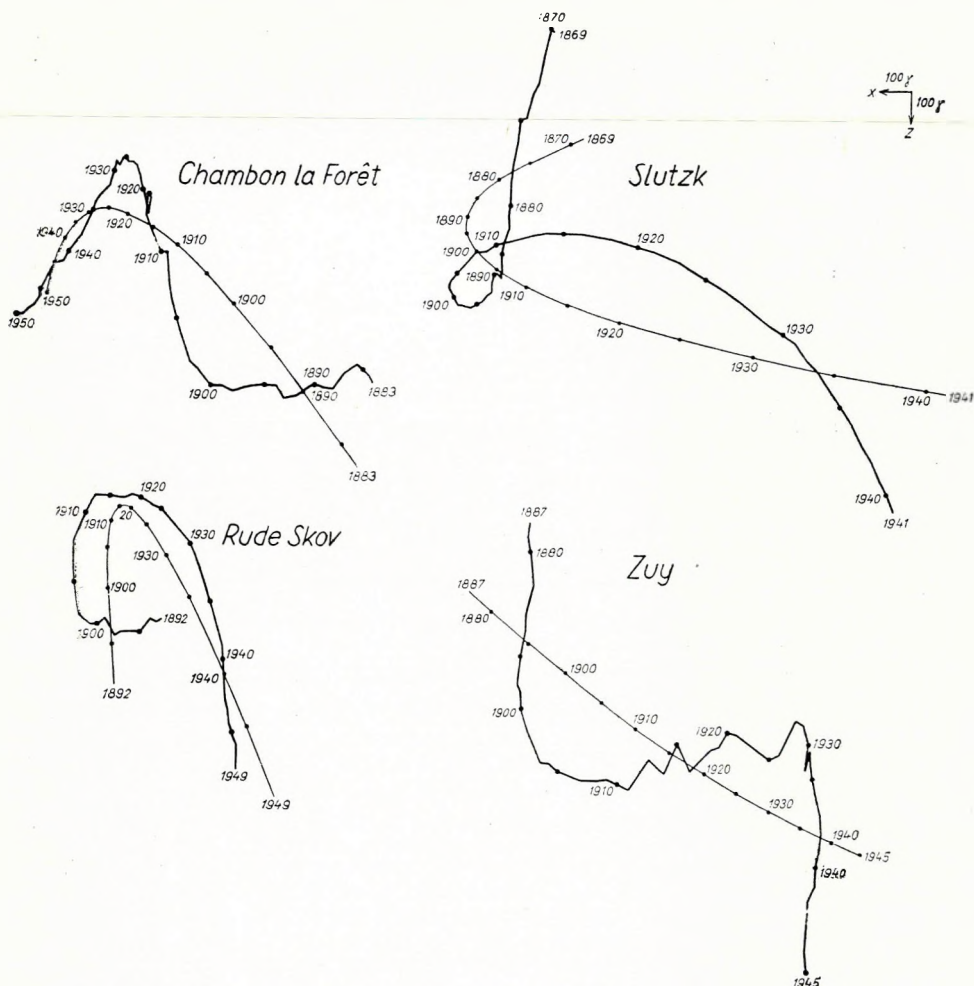


2. ábra. A mért és a matematikailag megközelített évszázados változás vektor-  
diagramja az YZ síkon a Chambon la Forêt-i, Rude Skov-i, Slutzk-i és Zuy-i obszervatóriumokban

Fig. 2. Measured and mathematically adjusted vector diagrams of the secular  
variation in the YZ-plane, obtained in the observatories at Chambon la Forêt,  
Rude Skov, Slutzk and Zuy

tovább csökkenthetjük, ha a jelenséget magával az évszázados változással megadott koordináta-rendszerben vizsgáljuk.

A ténylegesen mért adatokból szerkesztett vektordiagram a kiegyenlített diagramot hullámszerűen veszi körül. Térben szemlélve a jelenséget, megállapíthatjuk, hogy a kiegyenlített görbét a valódi térgörbe csavarvonal-szerűen veszi körül. A superponált hullám ennek a csavarvonalnak a vetülete a különböző koordinátasíkokra. A kiegyenlített görbe —



3. ábra. A mért és a matematikailag megközelített évszázados változás vektor-diagramja a ZX síkon a Chambon la Forêt-i, Rude Skov-i, Slutzk-i és Zuy-i obszervatóriumokban

Fig. 3. Measured and mathematically adjusted vector diagrams of the secular variation in the ZX-plane, obtained in the observatories at Chambon la Forêt, Rude Skov, Slutzk and Zuy

fogalmánál fogva is — a mérési pontok között húzódik, és ez a fekvése nem valami különleges sajátság. A kiegyenlített görbének nem szabad túlzott jelentőséget tulajdonítani. Ha egy obszervatórium adatrendszeréhez újabb adatokat csatolunk és a bővített adatrendszerből újból kiszámítjuk a megközelítő függvényt, akkor azt találjuk, hogy a bővítés lényegesen megváltoztathatja a kiegyenlített függvény együtthatóit. Ezek a függvények tehát nem képviselnek abszolút és változhatatlan alaptényeket, bizonyos szempontból azonban mégis fontosak, mert viszonyítási alapot nyújtanak a jelenség vizsgálatához. Segítenek a jelenség lényegének felismerésében, és a megközelítési időszakon belül az évszázados változásnak mintegy vázát, gerincét képezik.

Könnyű belátni, hogy számított térgörbénk  $P_{sz}$  pontjai és a mért  $P_m$  pontok közötti távolságok négyzetösszege minimum, mert

$$\sum_{i=1}^n (\overline{P_m P_{sz}})_i^2 = \text{minimum}$$

$$\sum_{i=1}^n [(X_m - X_{sz})_i^2 + (Y_m - Y_{sz})_i^2 + (Z_m - Z_{sz})_i^2] = \text{minimum.} \quad (1.)$$

Legyen

$$\begin{aligned} X_{sz} &= a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + \dots \\ Y_{sz} &= b_0 + b_1 t + b_2 t^2 + \dots \\ Z_{sz} &= c_0 + c_1 t + c_2 t^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.)$$

akkor az  $a_k$ ,  $b_k$  és  $c_k$  meghatározandó mennyiségek szerinti differenciálásakor a minimum-feltétel összetevőkre bomlik szét.

A csavarvonal sajátságait szabatosan a térgeometria módszereinek felhasználásával matematikai úton vizsgálhatjuk. A paraméteres alakban megadott térgörbe minden pontjához tartozik egy kísérő triéder. A térgeometria módszereivel meghatározhatjuk a kísérő triéderben a mért és számított pontok egymáshoz viszonyított helyzetét, ezzel a szuperponált hullámot az évszázados menethez rendelt koordinátarendszerben vizsgálhatjuk.

A szuperponált vektor vetülete a térgörbe érintőjének irányára bizonyos időközön belül pozitív, azután negatív, tehát a mért pont a kiegyenlített ponthoz képest időnként siet, illetve késik. A jelenség az évszázados menet gyorsulásának, illetve lassulásának, vagyis egy longitudinális természetű hullámnak felel meg. A binormális és a főnormális irányába eső összetevők pedig a szuperponált hullám vetületét jelentik a normálsíkra, és az évszázados változás csavarvonal jellegű mozgását képviselik. Ezt a jelenséget nevezzük az évszázados változás transzverzális effektusának.

### A vizsgálatra alkalmazott térgeometriai módszer

Legyen kiegyenlített görbénk az idő  $n$ -ed fokú hatványpolinomja [2]. (A számításra felhasznált hatványpolinomokat [5]-ben közzétük.) Ismeretes, hogy a térgörbe érintőjének iránykoszinuszai:

$$a = \frac{X'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2}}, \quad b = \frac{Y'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2}}, \quad c = \frac{Z'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2}}, \quad (3.)$$



ahol a következő rövidítéseket alkalmaztuk:

$$X' = \frac{dX}{dt}, \quad Y' = \frac{dY}{dt}, \quad Z' = \frac{dZ}{dt}.$$

Ismeretes továbbá, hogy a térgörbe simulósíkjának az egyenlete a  $P(X, Y, Z)$  pontban:

$$\begin{vmatrix} \xi - X & \eta - Y & \zeta - Z \\ X' & Y' & Z' \\ X'' & Y'' & Z'' \end{vmatrix} = 0, \quad (4.)$$

vagy a determinánst felbontva:

$$(Y'Z'' - Z'Y'')(\xi - X) + (Z'X'' - X'Z'')(\eta - Y) + (X'Y'' - Y'Z'')(\zeta - Z) = 0.$$

Vezessük be a következő jelöléseket:

$$\begin{aligned} A &= Y'Z'' - Z'Y'', \\ B &= Z'X'' - X'Z'', \\ C &= X'Y'' - Y'Z'', \end{aligned} \quad (5.)$$

akkor a simulósík egyenlete a következő:

$$A(\xi - X) + B(\eta - Y) + C(\zeta - Z) = 0.$$

Írjuk síkunk egyenletét iránykoszinuszos alakba:

$$\begin{aligned} \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}(\xi - X) + \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}(\eta - Y) + \\ + \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}(\zeta - Z) = 0. \end{aligned} \quad (6.)$$

A simulósík normálisának (a binormálisnak) iránykoszinuszai

$$\frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}, \quad \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}, \quad \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}. \quad (7.)$$

A simulósík két részre bontja a teret. A koordinátarendszer kezdőpontját tartalmazó térrész negatív, a másik pozitív. A binormális a pozitív térrész felé mutat. Ha a tér bármely pontjának koordinátáit behelyettesítjük a sík iránykoszinuszos egyenletébe, akkor megkapjuk a pont távolságát a síktól. A pozitív térrészben ez a távolság pozitív, a másikban negatív.

Az érintő és a binormális iránykoszinuszait ismerve (3, 7) a főnormális iránykoszinuszait is könnyen kiszámíthatjuk (ha a paraméter az ívhossz, akkor az iránykoszinuszok

$$\left( \frac{X''}{\sqrt{X''^2 + Y''^2 + Z''^2}}, \frac{Y''}{\sqrt{X''^2 + Y''^2 + Z''^2}}, \frac{Z''}{\sqrt{X''^2 + Y''^2 + Z''^2}} \right).$$



Ha a kiegyenlített görbe  $P(X, Y, Z)$  pontjához tartozó triéder iránykoszinuszait komponáljuk a  $P$  ponthoz tartozó  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$ ,  $\Delta Z$  hullámkomponensekkel, akkor megkapjuk a hullámvektor összetevőit a ponthoz tartozó kísérő triéderben. A vizsgált 30 obszervatórium átlagosan mintegy 60 év hosszúságú sorozatának minden pontjához tartozik 9 iránykoszinusz. A teljes feldolgozáshoz tehát több mint 16 000 iránykoszinuszt kell kiszámítani. A nagyterjedelmű számolási munka megkönnyítésére más, gyorsabb célravezető eljárást vezettünk be.

### Elsőfokú közelítés

Válasszunk minden pontban egy olyan koordinátarendszert, melynek  $X$  tengelye az évszázados menet érintőjének irányába mutat,  $Y$  tengelye erre az érintőre merőleges vízszintes egyenes,  $Z$  tengelye pedig a két tengelyre merőleges egyenes. Mint már láttuk, a normálsík egyenlete:

$$\frac{X'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2}} (\xi - X) + \frac{Y'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2}} (\eta - Y) + \frac{Z'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2}} (\zeta - Z) = 0.$$

A vízszintes sík és a normálsík metszésvonalának iránykoszinuszai pedig:

$$l = -\frac{Y'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2}}, \quad m = \frac{X'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2}}, \quad n = 0,$$

ahol a szöget az óramutató járásával megegyező forgási irányban számítjuk.

A harmadik koordinátatengely  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $\nu$  iránykoszinuszai ezekből kiszámíthatók, ugyanis

$$\begin{aligned} \lambda X' + \mu Y' + \nu Z' &= 0; \\ -\lambda Y' + \mu X' &= 0; \\ \lambda^2 + \mu^2 + \nu^2 &= 1; \end{aligned}$$

ezekből

$$\begin{aligned} \lambda &= -\frac{X'Z'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2} \sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2}}; \\ \mu &= -\frac{Y'Z'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2} \sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2}}; \\ \nu &= \frac{\sqrt{X'^2 + Y'^2}}{\sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2}}. \end{aligned}$$

Az új rendszer koordinátáinak iránykoszinuszait a régi rendszerben ismerve, kiszámíthatjuk a  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$ , és  $\Delta Z$  hullámvektor összetevőit az új rendszerben.

Az érintőre vetített összetevő:

$$\overline{\Delta X} = \frac{1}{\sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2}} (X' \Delta X + Y' \Delta Y + Z' \Delta Z).$$

A normálsíkban a görbe talppontján átmenő vízszintes tengelyre vetített összetevő:

$$\overline{\Delta Y} = \frac{1}{\sqrt{X'^2 + Y'^2}} (-Y' \Delta X + X' \Delta Y).$$

A normálsík és a függőleges sík metszéspontjára vetített összetevő pedig:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta Z} = & -\frac{1}{\sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2}} \left( \frac{X'Z'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2}} \Delta X + \right. \\ & \left. + \frac{Y'Z'}{\sqrt{X'^2 + Y'^2}} \Delta Y - \sqrt{X'^2 + Y'^2} \Delta Z \right). \end{aligned}$$

Általános esetben a  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$ ,  $\Delta Z$  hullámvektor komponensek együtthatói függnak az időtől. Ezért az egyenletek meglehetősen nehezen kezelhetők. Lineáris megközelítés esetén azonban az első differenciáhányadosok állandók, ezért transzformációs egyenleteink lényegesen egyszerűsödnek.

Jelölésünkben:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta X} &= \frac{1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2 + c_1^2}} (a_1 \Delta X + b_1 \Delta Y + c_1 \Delta Z), \\ \overline{\Delta Y} &= \frac{1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2}} (-b_1 \Delta X + a_1 \Delta Y), \\ \overline{\Delta Z} &= -\frac{1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2 + c_1^2}} \left( \frac{a_1 c_1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2}} \Delta X + \frac{b_1 c_1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2}} \Delta Y - \sqrt{a_1^2 + b_1^2} \Delta Z \right). \end{aligned}$$

Számításunkban a mágneses gyakorlatban megszokott jobbsodrású rendszert alkalmaztuk, vagyis az óramutató járásával megegyező forgási irányt tekintjük pozitívnek. Elsőfokú közelítéssel Helwan, Amberley, Apia, Honolulu, Sitka, Pilar és San Miguel obszervatóriumok adatrendszerét dolgoztuk fel (4. ábra, III. táblázat).

### Másodfokú közelítés

Ha megközelítő függvényeink másodfokúak, akkor szintén lehet bizonyos rövidítéseket alkalmazni. Ismeretes, hogy térbeli síkgörbére mindig fennáll a következő összefüggés:

$$\begin{vmatrix} X' & Y' & Z' \\ X'' & Y'' & Z'' \\ X''' & Y''' & Z''' \end{vmatrix} = 0.$$



Másodfokú megközelítő függvény esetén ennek a determinánsnak harmadik sora nulla, ezért maga a determináns is nulla. Az idő másodfokú hatványpolinomjaival megadott térgörbénk tehát voltaképpen síkgörbe. Célszerű koordinátarendszerünk alapsíkjának ezt a síkot választani, mert görbénkhez viszonyítva ez állandó sík, szemben a görbe érintőjének irányától függő helyzetű normálsíkkal és rektifikáló síkkal (I. táblázat).

Ha megközelítő polinomjaink másodfokúak, akkor a simulósík egyenlete kis átalakítás után a következő:

$$\begin{vmatrix} \xi - X & \eta - Y & \zeta - Z \\ a_1 & b_1 & c_1 \\ a_2 & b_2 & c_2 \end{vmatrix} = 0,$$

vagy a determinánst felbontva:

$$(b_1 c_2 - c_1 b_2) (\xi - X) + (c_1 a_2 - a_1 c_2) (\eta - Y) + (a_1 b_2 - b_1 a_2) (\zeta - Z) = 0.$$

Vezessük be a következő rövidítéseket:

$$A = b_1 c_2 - c_1 b_2,$$

$$B = c_1 a_2 - a_1 c_2,$$

$$C = a_1 b_2 - b_1 a_2.$$

A sík egyenlete az új jelölésekkel:

$$A (\xi - X) + B (\eta - Y) + C (\zeta - Z) = 0.$$

Írjuk egyenletünket iránykoszinuszos alakban:

$$\frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}} (\xi - X) + \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}} (\eta - Y) + \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}} (\zeta - Z) = 0.$$

Rendeljünk a simulósíkhöz egy koordinátarendszert úgy, mint az előbb a normálsíkhöz. Legyen ennek a simulósíkhöz rendelt koordinátarendszernek  $Z_s$  tengelye a simulósík normálisa (a görbe binormálisa).

Ennek iránykoszinuszai:

$$\frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}, \quad \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}, \quad \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}.$$

Legyen az  $X_s$  tengely a simulósík és a vízszintes sík metszészvonala, iránykoszinuszai az előzőkhöz hasonlóan:

$$-\frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}}, \quad \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}}, \quad 0.$$

A harmadik,  $Y_s$  tengely merőleges az előbbi kettőre, iránykoszinuszai az előbbiekhöz hasonlóan:

$$-\frac{AC}{\sqrt{A^2 + B^2} \sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}, -\frac{BC}{\sqrt{A^2 + B^2} \sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}, \\ \frac{\sqrt{A^2 + B^2}}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}.$$

Az új koordinátarendszer előnye, hogy tengelyeinek iránykoszinuszai nem függvényei az időnek, hanem a simulósík normálisának iránykoszinuszai által meghatározott állandók. A hullámvektor összetevőit a simulósíkhöz rendelt új rendszerben könnyen kiszámíthatjuk. A simulósík és a vízszintes sík metszésvonalára vetített összetevő

$$\Delta X_s = -\frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2}} (B\Delta X - A\Delta Y).$$

A simulósíkban az  $X_s$  tengelyre merőleges összetevő:

$$\Delta Y_s = -\frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}} \left( \frac{AC\Delta X}{\sqrt{A^2 + B^2}} + \frac{BC\Delta Y}{\sqrt{A^2 + B^2}} - \sqrt{A^2 + B^2} \Delta Z \right).$$

A simulósíkra merőleges összetevő:

$$\Delta Z_s = \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}} (A\Delta X + B\Delta Y + C\Delta Z).$$

A  $Z_s$  tengely a simulósíknak a kezdőponttal átellenes oldalán pozitív, vagyis a mágneses gyakorlatnak megfelelően a vektor növekedésének pozitív  $\Delta Z_s$  felel meg. Ebben a simulósíkhöz rendelt koordinátarendszerben tehát a hullámvektor-összetevőket meglehetősen egyszerűen lehet kiszámítani, ezek azonban még nem a görbe irányába eső és az arra merőleges összetevők. Hogy ezeket meghatározhassuk, először ki kell számítani térgörbénk paraméteres egyenleteit a simulósíkhöz rendelt koordinátarendszerben.

$$X_s = -\frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}} X + \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}} Y,$$

$$Y_s = -\frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}} \left( \frac{AC}{\sqrt{A^2 + B^2}} X + \frac{BC}{\sqrt{A^2 + B^2}} Y - \sqrt{A^2 + B^2} Z \right),$$

$$Z_s = \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}} (AX + BY + CZ).$$

Görbénk síkgörbe, minden pontja beleesik a simulósíkba, tehát  $Z_s = 0$ , ez csak akkor lehetséges, ha  $AX + BY + CZ = 0$ . Ezt az összefüggést



felhasználva  $Y_s$ -ből kiküszöbölhetjük a  $Z$ -t. Kis átalakítás után kapjuk

$$X_s = -\frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}} X + \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}} Y = \bar{a}_0 + \bar{a}_1 t + \bar{a}_2 t^2,$$

$$Y_s = -\frac{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}{C\sqrt{A^2 + B^2}} (AX + BY) = \bar{b}_0 + \bar{b}_1 t + \bar{b}_2 t^2,$$

$$Z_s = 0.$$

Kiszámítottuk tehát a kiegyenlített évszázados menet paraméteres egyenletrendszerét ugyanabban a — simulósíkba eső — koordinátarendszerben, amelyben a hullámvektor összetevői már ismertek (II. táblázat).

A simulósíkhöz rendelt koordinátarendszer adataiból ki lehet számítani a longitudinális és a simulósíkba eső (a főnormális irányába mutató) transzverzális összetevőt. A görbe érintőjének irányát a simulósíkban differenciálással kaphatjuk meg.

Az érintő irányába eső  $\Delta e$  és az arra merőleges  $\Delta n$  vektorkomponenseket pedig egyszerű transzformálással számíthatjuk ki:

$$\Delta e = \Delta X_s \cos \beta + \Delta Y_s \sin \beta,$$

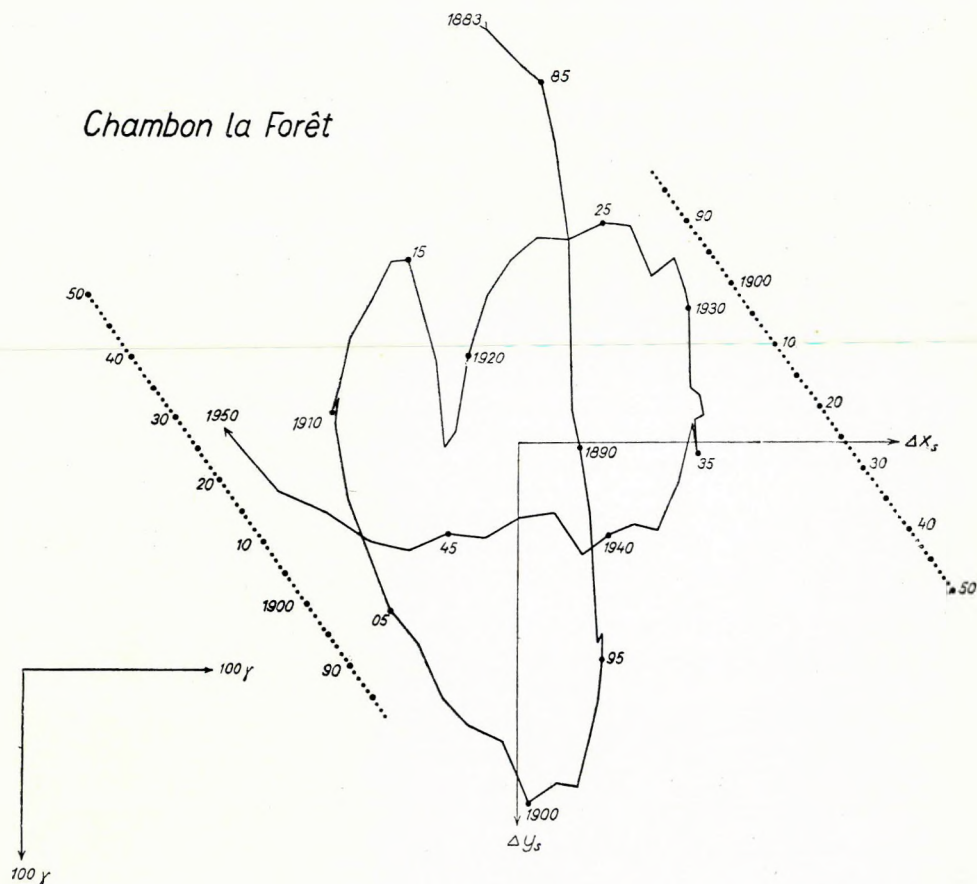
$$\Delta n = -\Delta X_s \sin \beta + \Delta Y_s \cos \beta.$$

Mint hogy  $\cos \beta$  és  $\sin \beta$  számítása körülményes, ezért ezt a műveletet csak minden 5. év adatára ellenőrzésül végeztük el.

A  $\Delta e$  és  $\Delta n$  összetevőket grafikusán a következőképpen határoztuk meg. Koordinátarendszerünkben ábrázoltuk a  $t = 0$  és a  $t = 50$  éveknek megfelelő  $P_0 (X'_s Y'_s)$  és  $P_{50} (X'_s Y'_s)$  pontokat. Az  $X_s$  és  $Y_s$  függvények másodfokúak, és paraméteres alakban az évszázados változás görbéjét jelentik. Mivel a kísérő triéder origója ezen a görbén végigfut, könnyen megszerkeszthetjük bármely időpontban a görbe érintőjét. Ha ugyanis a

$\frac{dX_s}{dt}$  és  $\frac{dY_s}{dt}$  megfelelő időpontban felvett értékeit koordinátarendszer-

ben ábrázoljuk és a nyert pontot az origóval összekötjük, megkapjuk a keresett érintőt. E gondolatmenetnek megfelelően koordinátarendszerünkben az origóból a pontok felé irányuló sugár iránya megegyezik a görbe megfelelő időponthoz tartozó érintőjének irányával. A közbülső időpontokra a görbe érintőjének irányát lineáris interpolációval kaphatjuk meg, mert az  $X'_s$  és  $Y'_s$  függvények lineárisak. Ezért a  $P_0$  és a  $P_{50}$  pontokat összekötő egyenesen a pontok közé 49 újabb pontot interpoláltunk. Az 50 évnél hosszabb sorozat esetén a pontsót az 50. pont után is szükség szerint folytattuk. A nyert pontokra szintén érvényes, hogy az origóból a ponthoz húzott sugár megadja a ponthoz tartozó időpontban a görbe érintőjének irányát. Ugyanebben a koordinátarendszerben ábrázoljuk a  $\Delta X_s$  és  $\Delta Y_s$  hullámvektor összetevők által meghatározott pontokat, és egy — az alapvonalával mindig a görbe érintőjének irányába állított — síkrács segítségével a  $\Delta e$  és  $\Delta n$  összetevőket esetenként közvetlenül leolvastuk (5. ábra).



5. ábra. A  $\Delta e$  és  $\Delta n$  összetevők meghatározása a simulósíkon a Chambon la Forêt-i obszervatóriumban

Fig. 5. Determination of the components  $\Delta e$  and  $\Delta n$  in the osculating plane, obtained in the observatory at Chambon la Forêt

### Harmadfokú megközelítés

Abinger, Alibag, Slutzk és Zô-Sè hosszú ideje működő obszervatóriumok adatait az idő harmadfokú hatványpolinomjaival közelítettük meg. Harmadfokú közelítés esetén a kísérő triéder mindhárom élének iránykoszinuszai változnak az idővel, ezért a számításban elvi rövidítést nem lehet alkalmazni, és az iránykoszinuszokat esetenként számítottuk ki. A számítást minden ötödik évre végeztük el, a közbülső iránykoszinuszokat interpoláltuk. Az iránykoszinuszok menetéből arra lehetett következtetni, hogy az interpoláció a görbéknek erősen kanyarodó szakaszaiban is alkalmazható (V. táblázat).

### A transzverzális és longitudinális effektus sajátosságai

Az obszervatóriumok adatrendszerének feldolgozása, a transzverzális és longitudinális hullámösszetevők szétválasztása után az effektusok főbb tulajdonságaiban nagy területekre érvényes közös vonásokat állapíthattunk meg, noha a megvizsgált, egymástól nagy távolságra fekvő obszervatóriumokban a fő évszázados változás nagyon különböző lehet.

A számított menet normálsíkjában (transzverzális effektus) a hullámvektor végpontjának körüljárási iránya az északi mérsékelt övben meg egyezik az óramutató járásával, tehát pozitív (6., 7., 8. ábra). Az eurázsiai kontinensen a folyamat periódusa 40–50 év. A Zuy obszervatórium transzverzális hulláma feltűnően nagy amplitudójú, körüljárási iránya pozitív, vektordiagramgörbéje azonban — a nyugatabbra fekvő obszervatóriumokkal ellentétben — nagyon lapult. Zó-Sé menetiránya bizonytalan, habár szuperponált hullámai a triéder-élek által megadott irányokban is egészen határozottak. A bizonytalanság oka valószínűleg az, hogy a  $\Delta n$  és  $\Delta z$  irányokban a hullámok periódusa egymástól kicsit eltér, és rajtuk bizonyos horpadások észlelhetők. Ezeknek a kisebb méretű másodlagos hatásoknak nagy a befolyásuk a vektordiagramok alakjára, és megállapítható, hogy a vektordiagramok hasonlósága, körülfutási irányuk azonosága általában szigorúbb feltétel, mint az egyszerű periódusok jelenléte az egyes koordináták időbeli változásában.

Egyik legészakibb fekvésű obszervatóriumunk az Alaszkában fekvő Sitka. Menetiránya negatív, periódusa kb. 36 év. Az ugyancsak Észak-Amerikában levő agincourt-i és cheltenham-i obszervatóriumok transzverzális effektusa nagyon hasonló. A vektor forgási iránya pozitív, de periódusuk az északi mérsékelt övben megfigyeltnek csak kb. a fele, amplitudójuk az európai és ázsiai obszervatóriumokhoz képest kicsi (4., 9. ábra).

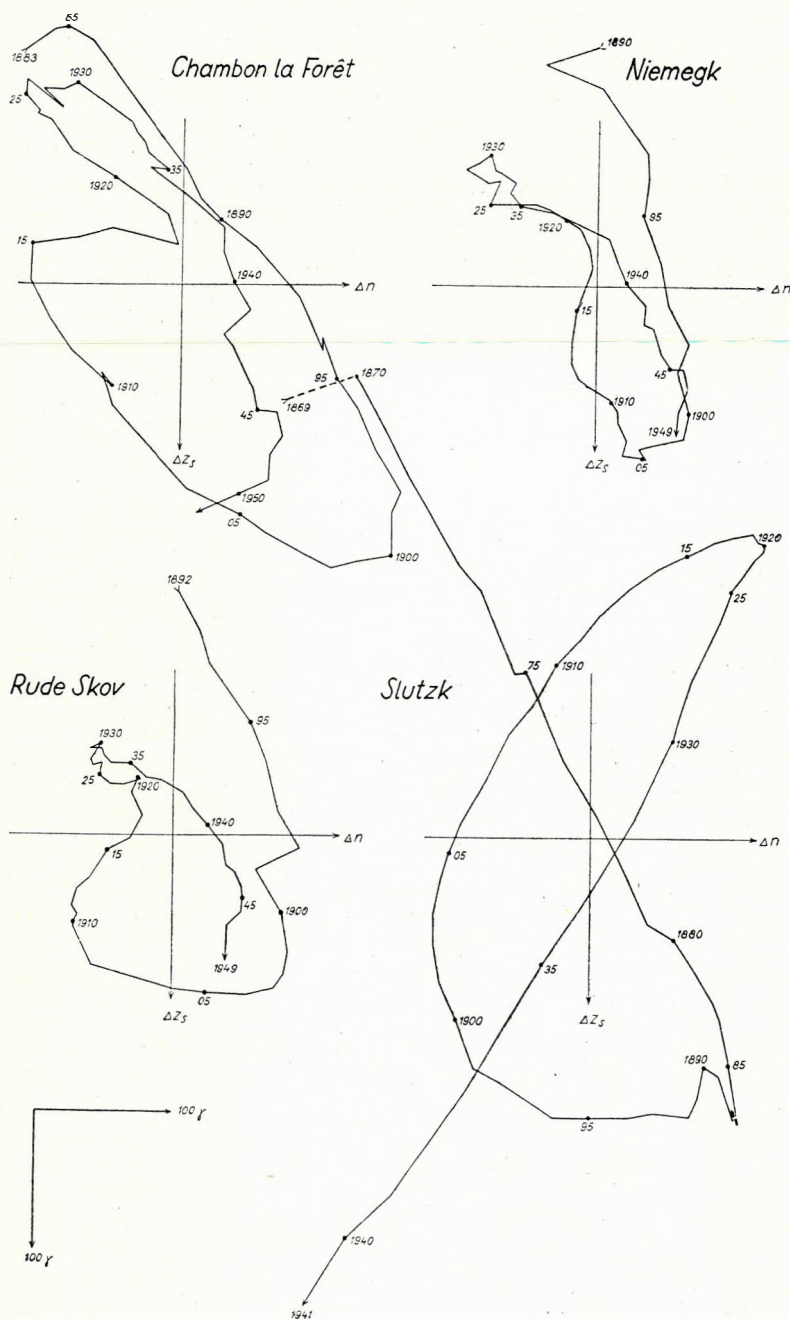
Az egyenlítői obszervatóriumok transzverzális vektordiagramjainak menetiránya általában negatív. (Mauritius, Alibag, Honolulu, Apia, San Juan.) (7., 8., 9. és 10. ábra). Periódusuk rövidebb, 25 év körüli, amplitudójuk kisebb, mint az északi mérsékelt övi obszervatóriumoké.

A déli mérsékelt övben aránylag kevés a hosszú ideje működő obszervatórium. (Toolangi, Amberley és Pilar.) Toolangi menetiránya bizonytalan, a másik kettőé negatív. Amplitudójuk kicsi, az egyenlítői obszervatóriumok amplitudóihoz hasonló méretű. A hullám az egyes koordinátákban felismerhető. Különösen — az egyébként bizonytalan menetirányú — Toolangi  $\Delta n$  hulláma fejlett.

Az 4. és 10. ábrán bemutatjuk az elsőfokú, illetve harmadfokú közelítéssel nyert transzverzális hullámokat. A harmadfokú slutzki diagram kisebb méretű, felfutó és lefutó szára rövidebb a másodfokúénál. Zó-Sé harmadfokú hulláma szintén sokkal egységesebb, mint a másodfokú. Érdekes, hogy az Európában 1920-tól 35-ig észlelhető jellegzetes vektordiagram-alak itt mintegy negatív formában jelentkezik. Az alibagi obszervatórium transzverzális hulláma az óramutató járásával ellenkező irányú hármashurkot ír le. Az abingeri hullám szintén mutatja az európai jellegzetes vektordiagram-alakot.

Összehasonlítva az első-, másod- és harmadfokú közelítéssel nyert

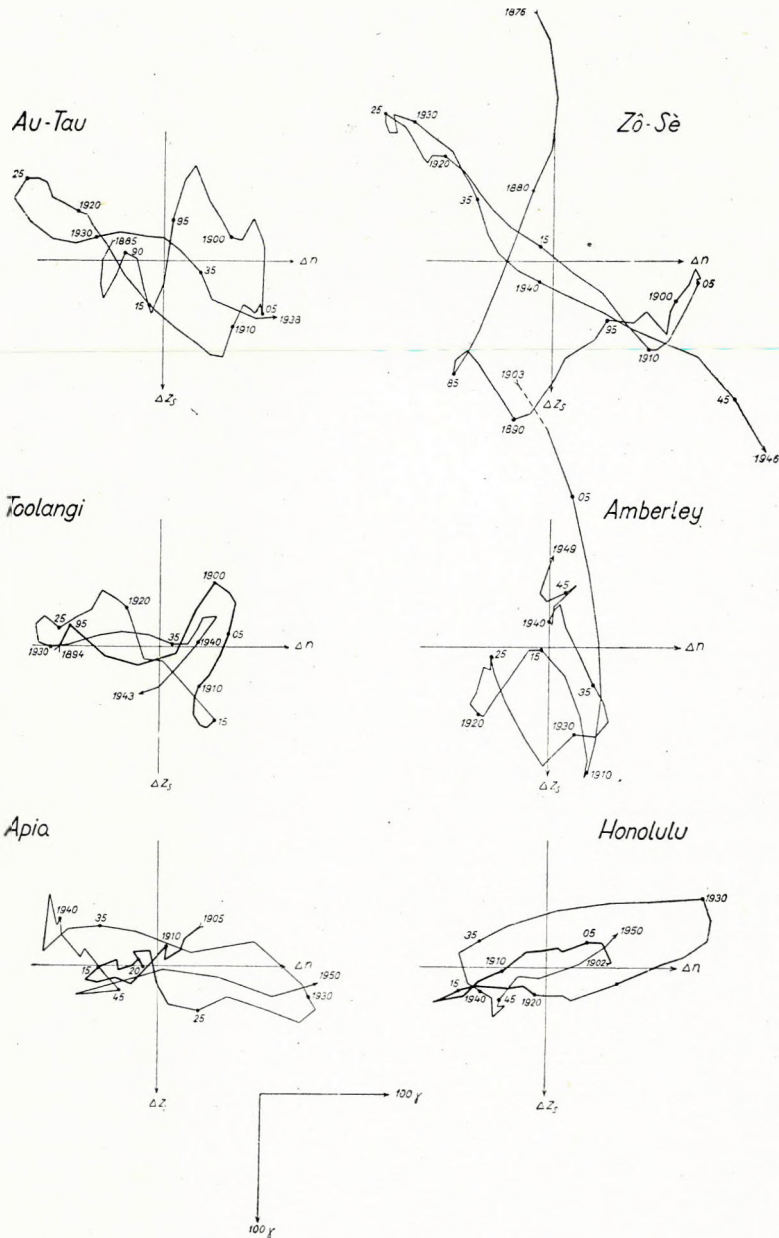




6. ábra A transzverzális effektus európai obszervatóriumokban másodfokú közelítésnél  
 Fig. 6. Transversal effect in European observatories obtained by quadratic approximation

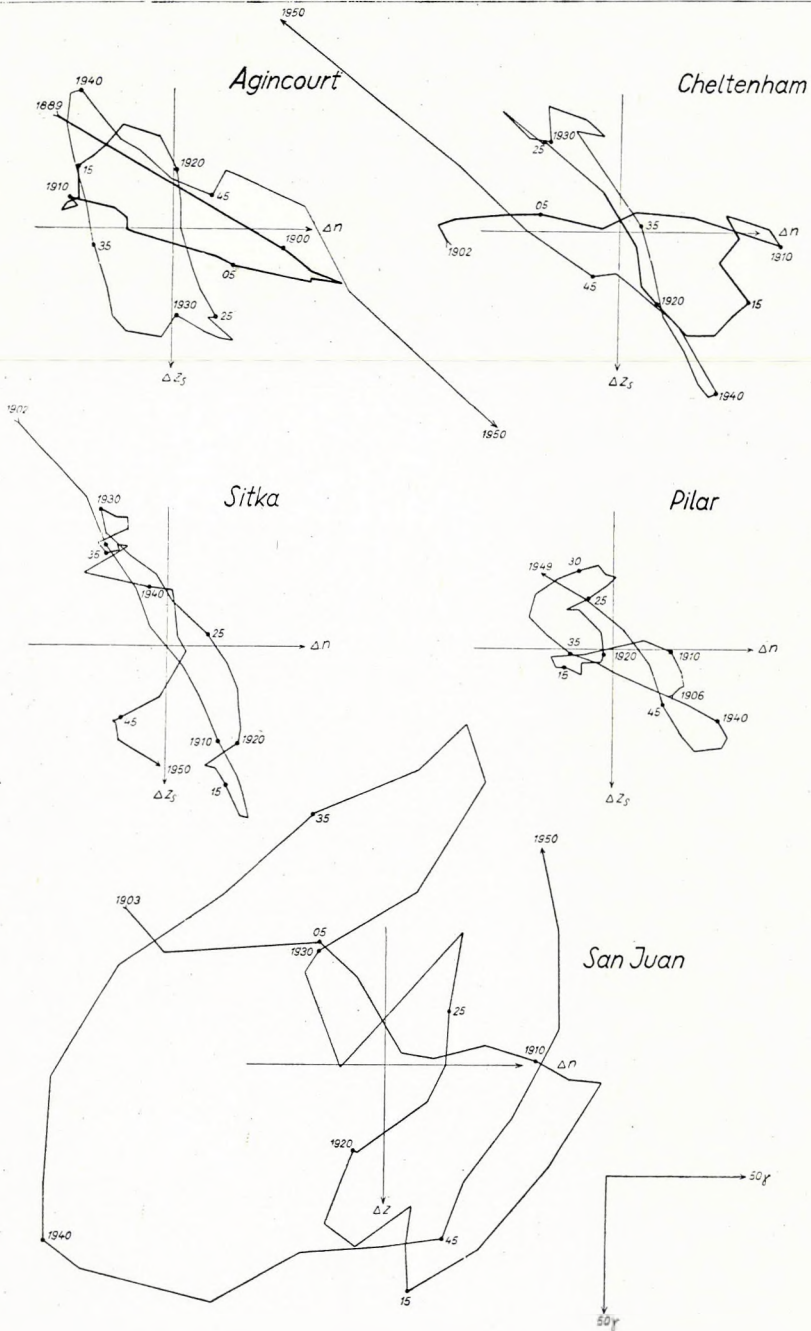






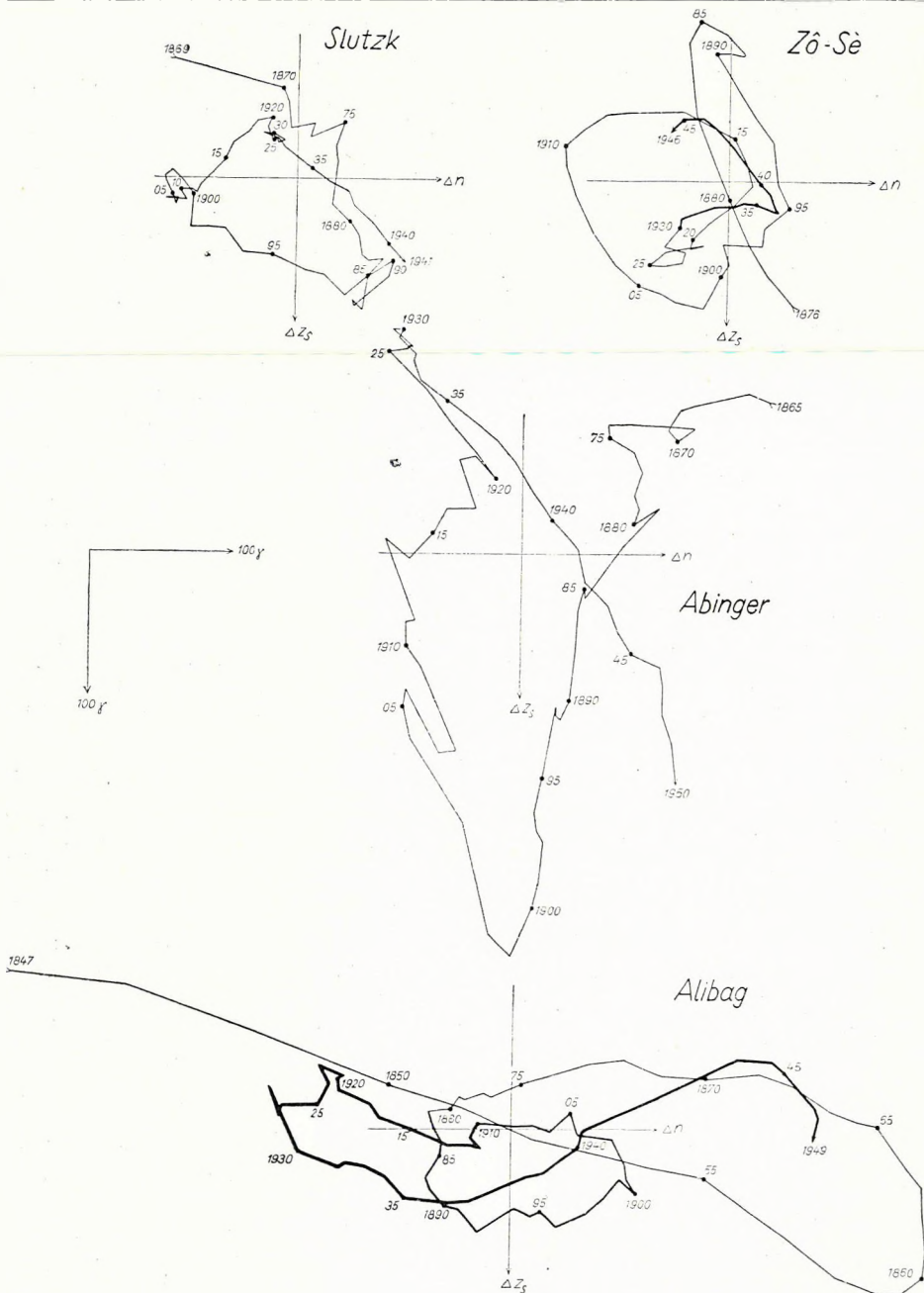
8. ábra A transzverzális effektus ázsiai és ausztráliai obszervatóriumokban másodfokú közelítésnél. Au-Tau, Zô-Sê, Toolangi, Amberley bloxamálva, Amberley kettőszerez méret

Fig. 8. Transversal effect in Asiatic and Australian observatories obtained by quadratic approximation. Au-Tau, Zô-Sê, Toolangi, Amberley bloxamized, Amberley in double size



9. ábra. A transversális effektus amerikai obszervatóriumokban másodfokú közelítésnél

Fig. 9. Transversal effect in American observatories obtained by quadratic approximation



10. ábra. A transverzális effektus hosszú sorozatú obszervatóriumokban harmadfokú közelítésnél. Zô-Sè adatai végéig, Abinger adatai 1900-ig hármasan bloxamálva  
 Fig. 10. Transversal effect in observatories with long series obtained by cubic approximation. Data series of Zô-Sè fully bloxamized, that of Abinger till 1900, bloxamized in threes

vektordiagramokat, megbecsülhetjük a megközelítés fokának befolyását ezekre. Általában a magasabb fokú megközelítéskor nyert vektordiagram kisebb méretű, felfutó, illetve lefutó szára rövidebb. Ennek az oka az, hogy a magasabb fokú görbe jobban követi a mérési adatsort, mint az alacsonyabb fokú.

A longitudinális effektus az északi mérsékelt övben igen szabályos, 40—50 év periódusú hullám. Szélső értékei az egész Földön egy időben jelentkeznek. (11. ábra). A hullám minimuma az 1910-es évek körül, maximuma pedig 1930 körül alakult ki. Meg kell jegyezni, hogy a 20 év körüli transzverzális periódusú észak-amerikai obszervatóriumok (Agin-court és Cheltenham) longitudinális hullámának amplitudója igen nagy, periódusa pedig az északi félteke obszervatóriumainak megfelelően 40 év.

A longitudinális effektusból arra következtethetünk, hogy 1900 körül a mérsékelt övekben az évszázados változás a normálnál lassúbb volt. A késés az 1910 körül kialakult minimumban érte el a tetőfokát, 1910 után a 20-as években a változás sebessége megnőtt, és az 1930-as maximumot okozta. 1940 körül az évszázados változás sebessége ismét kisebb volt a normálnál és az 1950-ben jelentkező késést okozta. Szabályos lüktetésről van tehát szó. A lüktetés mértéke az amerikai obszervatóriumokban a legnagyobb. Az eurázsiai kontinensen közepes. A longitudinális effektus szélső értékeinek egyidejűsége alól csak a távolkeleti obszervatóriumok kivételek (Zó-Sé, Au-Tau és Kakioka).

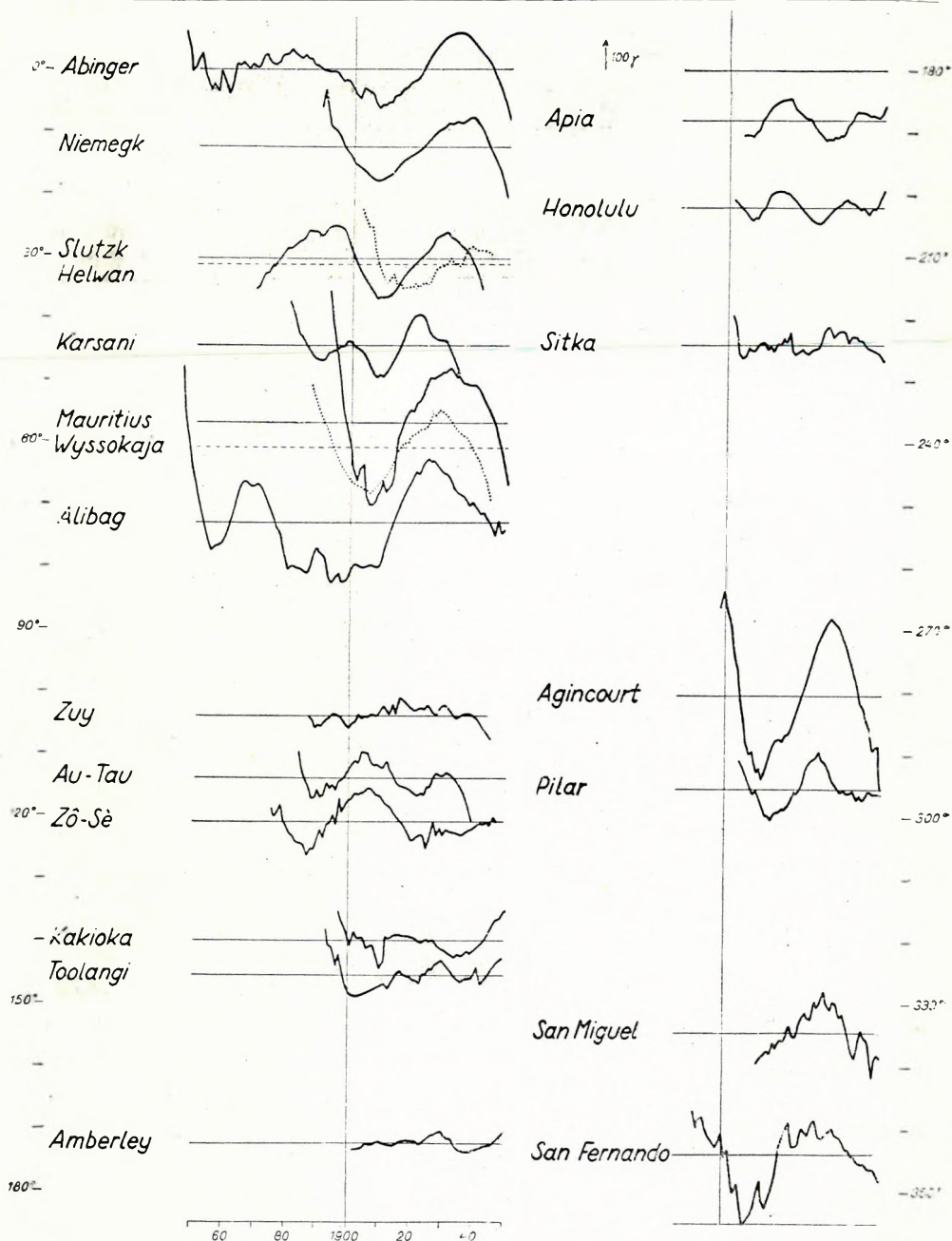
Az egyenlítői obszervatóriumok longitudinális effektusa a transzverzálishoz hasonlóan 20—25 év periódusú. Ezért összhangot keresni a mérsékelt övi obszervatóriumok szélsőértékeivel hiábavaló lenne. Egymás között azonban az egyenlítői obszervatóriumok longitudinális hullámai is mutatnak bizonyos egyidejűségeket és hasonlóságokat (Apia, Honolulu).

Általában megállapítható, hogy ahol az évszázados változás nagy (Eurázia, Amerika, Afrika), ott a transzverzális és longitudinális effektus amplitudója is nagy. Ott, ahol az évszázados változás kicsi (Csendes-óceán, Ausztrália), a két effektus amplitudója is kicsi. Ahol az évszázados változás menete az észlelési időszakon belül kevésbé görbül, ott a longitudinális effektus a túlnyomó (Amerika), ahol az évszázados változás főmenete az irányát változtatja, ott a transzverzális effektus lép előtérbe. Az utóbbi állítás megerősíti, hogy az amerikai obszervatóriumokkal átellenes meridiánon fekvő zuyi obszervatóriumban a longitudinális hullám egészen kis amplitudójú, ugyanakkor a transzverzális effektus szokatlanul nagy. A két hullámtípus között tehát — úgy látszik — fordított arányosság áll fenn.

A kisebb hasonlóságok vizsgálata megnyugtatóan jelzi egyes obszervatóriumok adatsorozatainak pontosságát és vizsgálati módszerünk megbízhatóságát. Így nagyon feltűnő az európai obszervatóriumok transzverzális vektordiagramjaiban az 1918—19 körül jelentkező horpadás, vagy az 1920-tól 1935-ig terjedő jellegzetes vektordiagram-alak.

Nagyon figyelemre méltó egyezéseket találhatunk az agincourti és cheltenhami obszervatóriumok vektordiagramjaiban is (9. ábra). A koordinátarendszer kezdőpontja a két obszervatórium menetgörbéinek simulósíkjai között fekszik. A  $\Delta$  tengely irányát a kezdőpontnak a simulósíkhoz





11. ábra. A longitudinális effektus a földrajzi hosszúság szerint rendezett különböző obszervatóriumokban

Fig. 11. Longitudinal effect in the different observatories, in the order of their geographical longitude



viszonyított helyzete határozza meg, ezért a két obszervatórium vektor-diagram-ábráján a  $\Delta z$  tengely irányítása ellenkező. Az érintő iránya mindkét obszervatóriumban egyértelmű, ezért, hogy továbbra is a jobbsodrású rendszerben maradjunk, a  $\Delta n$  tengely irányát is ellenkezőre kell változtatni. Ha ezek alapján az egyik vektordiagramot a rajz síkjában  $180^\circ$ -kal elforgatjuk, a két diagram hasonlósága azonnal feltűnik. Különösen 1910, 1925, 1930 és 1940 körül észlelhetünk jellegzetesen hasonló menetet.

A hasonlóságok alapján célszerű a rokon vonásokat mutató obszervatóriumokat csoportosítani. Ilyen sok tekintetben rokon obszervatóriumok a következők:

Chambon la Forêt,	Niemegk,	Rude Skov
Slutzk,	Karsani,	Wyssokaja Doubrawa
Au-Tau,	Zó-Sé	
Apia,	Honolulu	
Agincourt	Cheltenham	

Közelségük eileenre különböző menetet mutatnak:

San Fernando,	Coimbra
Tananarivo,	Mauritius

A jelenség okát nem sikerült megállapítani. Mindenesetre megjegyezhető, hogy az Ibéri-félsziget obszervatóriumai nagy mérési szórást mutatnak, Tananarivo pedig szakadozott sorozatú, a hiányokat interpolálással kellett pótolni.

### Következtetések és hipotézisek

Brouwer 1952-ben megállapította, hogy az utolsó évszázadban a Föld forgássebességének tekintélyes, kb. 50 év periódusú lüktetése észlelhető [7]. Az energiamegmaradás elve alapján a Föld forgási energiáját állandónak kell tekinteni, ezért fel kell tételezni, hogy a forgás szögsebességének periodikus változását a tehetetlenségi nyomaték periodikus változása okozza.

A Föld tehetetlenségi nyomatéka csak úgy változhat periodikusan, ha a forgási tengelyhez viszonyított tömeg elrendeződése periodikusan változik. Nagyméretű tömegátrendeződéseket okoznak a légkör és az óceánok áramlásai. Ezeknek a tömegmozgásoknak évi periódusa van. Valóban a Föld forgássebességének is van évi periódusa. Ennek amplitúdója és fázisa jól magyarázható az atmoszféra és hidroszféra évi tömegátrendeződéseinek hatásával. Vestine szerint azonban a jóval nagyobb amplitúdójú Brouwer-periódus magyarázatára ezek az óceáni és légköri tömegátrendeződések — nem tekintve azt, hogy ezeknek a mozgásoknak nincs 50 éves periódusuk — nagyságrendileg sem elégségesek [17]. A tömegelmozdulásnak tehát a Föld belsejében kell bekövetkeznie. Vestine szerint a földmágnesség okát hordozó földmag mozdul el. Ez a mozgás okozza a tehetetlenségi nyomaték megváltozását és a Föld mágneses terének évszázados változását is.

Könnyű ehhez az elképzeléshez kapcsolódni, ha arra gondolunk, hogy a földmágneses tér változásának most tárgyalt periódusa jól egyezik a Brouwer-periódussal (az évszázados változás longitudinális hullámának 1910 körül minimuma, 1930 körül pedig maximuma, a Brouwer-hullámnak pedig 1910 körül maximuma és 1930 körül minimuma volt). Ha a Brouwer-periódus a Föld magjának elmozdulásával kapcsolatos, akkor ez a tömegeltolódás okozhatja a hasonló periódust a földmágneses tér változásában is. Továbbmenve megállapíthatjuk, hogy ha a magmozgás 50 év körüli periódusa a földmágneses tér évszázados változásának modulációjában jelentkezik, akkor a teljes évszázados változás is egy más periódusú magmozgásnak lehet a következménye. Tehát az évszázados változás főperiódusának is jelentkeznie kell a Föld forgássebességének változásában. Tovább következtelve feltehetjük, hogy ha a hosszú periódusú mágneses változások a Föld magjának elmozdulásával, a Föld tehetetlenségi nyomatékának megváltozásával és ezen keresztül tömegátrendeződésekkel járnak, szükségképpen hasonló periódusban kell változnia a gravitációs térnek is.

A fenti elgondolás döntő bizonyítéka lenne, ha a gravitációs erőben hasonló periódusú évszázados változást észlelnénk, mint a mágnesesben. Sajnos, hosszú időre visszanyúló kellő pontosságú gravitációs észlelő-sorozatokkal nem rendelkezünk, így tehát a kérdést eldönteni nem lehet. Rendkívül fontos volna ezért a mágneses térhez hasonlóan, a gravitációs tér évszázados változására vonatkozó rendszeres adatgyűjtés megkezdése is [3].

Tömegmozgásra visszavezethető mágneses évszázados változás nagyon tetszetős gondolat, mert ilyen lassú, hosszú periódusú változást csak nagy tehetetlenségű folyamatok okozhatnak. Ilyen folyamatokra pl. a mozgékony légkörben vagy óceánokon nem gondolhatunk, de nem okozhatnak ilyen hosszú periódusú változást a közönséges értelemben vett tellurikus áramok sem. A gondolatmenethől látható, hogy az egész következtetés azon alapszik, hogy a földmágneses tér évszázados változásának 44 év periódusú modulációja megegyezik a Brouwer-periódussal. Meg kell jegyezni azonban, hogy ezek a periódusok a változásnak csak többé-kevésbé szabályosan visszatérő sajátosságai, és nem tekinthetők matematikai pontosságúaknak. Mégis lehetőséget nyújtanak a jelenség fizikai okának megközelítésére, és vizsgálatuk a Föld szerkezeti felépítésére vonatkozó elképzeléseinket tovább alakíthatja és támogathatja.

I. táblázat

## Másodfokú függvényvel megközelített évszázados változás síkjának egyenletei

Chambon la Forêt .....	+0,85008	$\xi$	-0,18393	$\eta$	+0,49350	$\zeta$	-37887 = 0
Witteveen .....	+0,97958	$\xi$	-0,02215	$\eta$	+0,19981	$\zeta$	-26225 = 0
Rude Skov .....	+0,96268	$\xi$	+0,16100	$\eta$	+0,21752	$\zeta$	-25688 = 0
Niemegk .....	+0,96117	$\xi$	+0,03056	$\eta$	+0,27427	$\zeta$	-29544 = 0
Slutzk .....	-0,06220	$\xi$	-0,41240	$\eta$	+0,90888	$\zeta$	-41528 = 0
Karsani .....	+0,88468	$\xi$	+0,31080	$\eta$	+0,34749	$\zeta$	-36164 = 0
Tananarivo.....	+0,67070	$\xi$	-0,54863	$\eta$	+0,49915	$\zeta$	-1487 = 0
Mauritius .....	+0,84673	$\xi$	-0,48690	$\eta$	+0,21442	$\zeta$	-14665 = 0
Wyssokaja-Doubrawa.....	+0,28737	$\xi$	+0,70704	$\eta$	+0,64616	$\zeta$	-39985 = 0
Zuy .....	+0,67774	$\xi$	-0,20671	$\eta$	+0,70565	$\zeta$	-52881 = 0
Batávia .....	+0,86822	$\xi$	-0,48612	$\eta$	+0,09939	$\zeta$	-29398 = 0
Au-Tau .....	+0,57538	$\xi$	+0,06293	$\eta$	+0,81546	$\zeta$	-39653 = 0
Zô - Sè .....	+0,04347	$\xi$	+0,21666	$\eta$	+0,97528	$\zeta$	-34105 = 0
Kakioka .....	+0,92107	$\xi$	+0,13555	$\eta$	-0,36505	$\zeta$	-14152 = 0
Toolangi .....	+0,67855	$\xi$	-0,18215	$\eta$	-0,71162	$\zeta$	-54746 = 0
Amberley .....	+0,23029	$\xi$	+0,09710	$\eta$	-0,96826	$\zeta$	-59014 = 0
Apia.....	+0,72840	$\xi$	+0,18923	$\eta$	-0,47968	$\zeta$	-38109 = 0
Honolulu.....	+0,36394	$\xi$	+0,93138	$\eta$	+0,00867	$\zeta$	-15136 = 0
Sitka .....	+0,96438	$\xi$	+0,26316	$\eta$	-0,02670	$\zeta$	-13535 = 0
Agincourt .....	+0,73909	$\xi$	-0,64495	$\eta$	-0,19439	$\zeta$	-1562 = 0
Cheltenham .....	-0,58306	$\xi$	+0,75170	$\eta$	+0,30819	$\zeta$	-4369 = 0
San Juan .....	+0,63534	$\xi$	-0,37370	$\eta$	+0,67579	$\zeta$	-42556 = 0
Pilar .....	+0,50293	$\xi$	-0,54015	$\eta$	-0,67476	$\zeta$	-18948 = 0
Coimbra .....	-0,02840	$\xi$	+0,79016	$\eta$	+0,61233	$\zeta$	-17565 = 0
San Fernando .....	+0,89145	$\xi$	-0,39394	$\eta$	+0,22394	$\zeta$	-31693 = 0
Stonyhurst .....	+0,09682	$\xi$	+0,18852	$\eta$	+0,97728	$\zeta$	-44241 = 0

II. táblázat

## A megközelítő hatványpolinomok a simulósíkhöz rendelt koordinátarendszerben

Chambon la Forêt .....	$X_s = + 22,18t + 0,3759t^2$	$Y_s = - 45,67t + 0,5231t^2$
	ahol $t =$ időpont - 1882	
Witteveen.....	$X_s = + 24,37t + 0,4060t^2$	$Y_s = - 60,52t + 0,9170t^2$
	ahol $t =$ időpont - 1890	
Rude Skov .....	$X_s = + 25,51t + 0,3464t^2$	$Y_s = - 48,47t + 0,9268t^2$
	ahol $t =$ időpont - 1891	
Niemegk .....	$X_s = + 27,99t + 0,3298t^2$	$Y_s = - 38,56t + 0,8156t^2$
	ahol $t =$ időpont - 1889	
Slutzk .....	$X_s = + 28,66t - 0,6585t^2$	$Y_s = + 27,20t + 0,0001t^2$
	ahol $t =$ időpont - 1868	
Karsani .....	$X_s = + 33,76t + 0,1366t^2$	$Y_s = - 26,76t + 1,1988t^2$
	ahol $t =$ időpont - 1878	
Tananarivo.....	$X_s = + 41,61t - 1,4582t^2$	$Y_s = + 197,69t - 2,3541t^2$
	ahol $t =$ időpont - 1901	
Mauritius .....	$X_s = + 6,79t - 1,0182t^2$	$Y_s = + 228,57t - 2,6953t^2$
	ahol $t =$ időpont - 1892	
Wyssokaja-Doubrawa .....	$X_s = + 32,86t + 0,1235t^2$	$Y_s = - 20,90t + 0,7872t^2$
	ahol $t =$ időpont - 1886	

Zuy .....	$X_s = -11,94t - 0,2334t^2$	$Y_s = +31,42t - 0,1814t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1886	
Batavia .....	$X_s = -50,80t + 0,7882t^2$	$Y_s = -130,19t + 0,9707t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1883	
Au Tau .....	$X_s = -33,20t + 0,2258t^2$	$Y_s = -62,72t + 0,5893t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1883	
Ző - Ső .....	$X_s = -37,88t + 0,2362t^2$	$Y_s = +9,11t + 0,0041t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1874	
Kakioka .....	$X_s = -19,30t + 0,0381t^2$	$Y_s = -14,81t + 0,2745t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1896	
Toolangi .....	$X_s = -29,88t + 0,4909t^2$	$Y_s = -29,38t + 0,1363t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1892	
Amberley .....	$X_s = +12,44t + 0,2972t^2$	$Y_s = -28,77t + 0,2941t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1901	
Apia .....	$X_s = +28,48t + 0,0236t^2$	$Y_s = -34,94t + 0,4074t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1904	
Honolulu .....	$X_s = +33,99t - 0,1776t^2$	$Y_s = -71,81t + 0,7742t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1901	
Sitka .....	$X_s = +15,17t - 0,3891t^2$	$Y_s = -85,23t + 0,8691t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1901	
Agincourt .....	$X_s = -52,66t + 0,5069t^2$	$Y_s = -107,32t + 0,5260t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1898	
Cheltenham .....	$X_s = +87,38t - 0,8795t^2$	$Y_s = -114,39t + 0,8788t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1901	
San Juan .....	$X_s = -138,54t + 1,3237t^2$	$Y_s = +122,01t - 1,8359t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1902	
Pilar .....	$X_s = -69,50t - 0,1372t^2$	$Y_s = +62,76t - 0,9931t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1904	
Coimbra .....	$X_s = -45,85t + 0,1643t^2$	$Y_s = -25,39t - 0,3949t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1867	
San Fernando .....	$X_s = +33,65t + 0,3331t^2$	$Y_s = -76,94t + 0,5324t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1890	
Stonyhurst .....	$X_s = -32,80t + 0,4132t^2$	$Y_s = -28,06t - 0,1560t^2$
	ahol $t =$ időpont — 1864	

## Az elsőfokú megközelítés transzformációs állandói

III. táblázat

Obszervatórium	$\frac{a_1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2 + c_1^2}}$	$\frac{b_1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2 + c_1^2}}$	$\frac{c_1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2 + c_1^2}}$	$\frac{b_1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2}}$	$\frac{a_1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2}}$	$\frac{a_1 c_1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2} \sqrt{a_1^2 + b_1^2 + c_1^2}}$	$\frac{b_1 c_1}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2} \sqrt{a_1^2 + b_1^2 + c_1^2}}$	$\frac{a_1^2}{\sqrt{a_1^2 + b_1^2} \sqrt{a_1^2 + b_1^2 + c_1^2}}$
	+	+	+	—	+	—	—	+
Helwan .....	+0,1577	+0,7098	+0,6866	—0,9762	+0,2169	—0,1489	—0,6703	+0,7271
Amberley .....	—0,7539	+0,6468	—0,1437	—0,6511	—0,7589	—0,1091	+0,0936	+0,9935
Apia .....	—0,6793	+0,6064	—0,1130	—0,6659	—0,7460	—0,3081	+0,2750	+0,9106
Honolulu .....	—0,5602	+0,2264	—0,7969	—0,3747	—0,9272	—0,7389	+0,2986	+0,6042
Sitka .....	+0,0012	—0,1052	—0,9944	+1,0000	+0,0115	+0,0114	—0,9944	+0,1052
Pilar .....	—0,6207	—0,7690	+0,1529	+0,7781	—0,6281	+0,0961	+0,1190	+0,8883
San Miguel ..	+0,4487	+0,3530	—0,8210	—0,6183	+0,7858	+0,6451	+0,5076	+0,5710



## A transzformációs állandók másodfokú közelítés esetén

Obszervatórium	$-\frac{B}{\sqrt{A^2+B^2}}$	$+\frac{A}{\sqrt{A^2+B^2}}$	$-\frac{AC}{\sqrt{A^2+B^2}\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$	$-\frac{BC}{\sqrt{A^2+B^2}\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$	$+\frac{\sqrt{A^2+B^2}}{\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$	$+\frac{A}{\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$	$+\frac{B}{\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$	$+\frac{C}{\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$
Chambon la Forêt ..	+0,211	+0,977	-0,482	+0,104	+0,870	+0,850	-0,184	+0,493
Witteveen.....	+0,023	+1,000	-0,200	+0,005	+0,980	+0,980	-0,022	+0,200
Rude Skov .....	-0,165	+0,986	-0,215	-0,036	+0,976	+0,963	+0,161	+0,218
Niemegk .....	-0,032	+1,000	-0,274	-0,009	+0,962	+0,961	+0,031	+0,274
Slutzk .....	+0,989	-0,149	+0,135	+0,899	+0,417	-0,062	-0,412	+0,909
Karsani .....	-0,331	+0,943	-0,328	-0,115	+0,375	+0,885	+0,311	+0,347
Tananarivo.....	+0,633	+0,774	-0,386	+0,316	+0,867	+0,671	-0,549	+0,499
Mauritius .....	+0,499	+0,867	-0,186	+0,107	+0,976	+0,847	-0,487	+0,214
Wyssokaja Doubrawa	-0,926	+0,376	-0,243	-0,598	+0,763	+0,287	+0,707	+0,646
Zuy .....	+0,292	+0,957	-0,676	+0,206	+0,708	+0,678	-0,207	+0,706
Batavia .....	+0,489	+0,873	-0,086	+0,048	+0,995	+0,868	-0,486	+0,099
Au-Tau .....	-0,109	+0,994	-0,810	-0,089	+0,579	+0,575	+0,063	+0,815
Zô - Sè .....	-0,980	+0,197	-0,192	-0,956	+0,221	+0,043	+0,217	+0,975
Kakioka .....	-0,146	+0,989	+0,361	+0,053	+0,931	+0,921	+0,136	-0,365
Toolangi .....	+0,259	+0,966	+0,688	-0,184	+0,703	+0,679	-0,182	-0,712
Amberley .....	-0,388	+0,921	+0,892	+0,376	+0,250	+0,230	+0,097	-0,968
Apia .....	-0,558	+0,830	+0,398	+0,268	+0,878	+0,728	+0,489	-0,480
Honolulu .....	-0,931	+0,364	-0,003	-0,008	+1,000	+0,364	+0,931	+0,009
Sitka .....	-0,264	+0,965	+0,026	+0,007	+1,000	+0,964	+0,263	-0,027
Agincourt .....	+0,658	+0,753	+0,146	-0,128	+0,981	+0,739	-0,645	-0,194
Cheltenham .....	-0,790	-0,613	+0,189	-0,243	+0,951	-0,583	+0,752	+0,308
San Juan .....	+0,507	+0,862	-0,582	+0,343	+0,737	+0,635	-0,374	+0,676
Pilar .....	+0,732	+0,681	+0,460	-0,494	+0,738	+0,503	-0,540	-0,675
Coimbra .....	-1,000	-0,036	+0,022	-0,612	+0,791	-0,028	+0,790	+0,612
San Fernando .....	+0,404	+0,915	-0,205	+0,091	+0,975	+0,891	-0,394	+0,224
Stonyhurst .....	-0,890	+0,457	-0,446	-0,870	+0,212	+0,097	+0,189	+0,977

Az abingeri harmadfokú térgörbe kísérő triéder-éleinek iránykoszinuszai 5 évenként

Év	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>l</i>	<i>m</i>	<i>n</i>	$\lambda$	$\mu$	$\nu$
1845	+0,886	+0,464	-0,031	-0,091	+0,107	-0,990	-0,455	+0,879	+0,137
50	+0,878	+0,471	-0,085	-0,181	+0,162	-0,971	-0,443	+0,868	+0,228
55	+0,865	+0,482	-0,139	-0,276	+0,226	-0,936	-0,420	+0,849	+0,329
60	+0,846	+0,497	-0,193	-0,374	+0,296	-0,878	-0,379	+0,815	+0,436
65	+0,821	+0,517	-0,243	-0,472	+0,373	-0,801	-0,326	+0,770	+0,551
70	+0,789	+0,542	-0,289	-0,564	+0,452	-0,691	-0,244	+0,708	+0,663
75	+0,750	+0,574	-0,328	-0,645	+0,527	-0,556	-0,146	+0,629	+0,765
80	+0,706	+0,610	-0,360	-0,708	+0,585	-0,396	-0,031	+0,534	+0,844
85	+0,655	+0,652	-0,381	-0,750	+0,623	-0,223	+0,092	+0,432	+0,897
90	+0,600	+0,698	-0,391	-0,769	+0,634	-0,047	+0,215	+0,329	+0,917
95	+0,539	+0,747	-0,388	-0,775	+0,622	+0,002	+0,332	+0,236	+0,915
1900	+0,476	+0,797	-0,372	-0,765	+0,586	+0,277	+0,438	+0,153	+0,889
05	+0,412	+0,845	-0,342	-0,738	+0,544	+0,454	+0,578	+0,083	+0,841
10	+0,348	+0,888	-0,301	-0,710	+0,458	+0,531	+0,609	+0,028	+0,790
15	+0,287	+0,925	-0,249	-0,681	+0,379	+0,625	+0,680	-0,014	+0,733
20	+0,232	+0,954	-0,192	-0,650	+0,298	+0,696	+0,740	-0,045	+0,672
25	+0,193	+0,973	-0,130	-0,602	+0,220	+0,757	+0,792	-0,066	+0,610
30	+0,138	+0,988	-0,069	-0,546	+0,133	+0,814	+0,835	-0,080	+0,546
35	+0,101	+0,995	-0,006	-0,483	+0,054	+0,860	+0,873	-0,086	+0,485
40	+0,072	+0,996	+0,053	-0,427	-0,017	+0,894	+0,904	-0,088	+0,424
45	+0,048	+0,993	+0,107	-0,370	-0,082	+0,916	+0,926	-0,084	+0,363
50	+0,030	+0,987	+0,157	-0,314	-0,140	+0,934	+0,948	-0,077	+0,306

## IRODALOM

[1] *Barta György*: A földmágnassági értékek változásának törvényszerűségei hazánkban. A Magyar Tudományos Akadémia Műszaki Tudományok Osztálya Közleményei V. kötet 1–2. sz. Budapest, 1952.

[2] *Barta György*: A földmágneses tér évszázados változásának 44 éves periódusáról. (Előzetes közlemény.) Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet Geofizikai Közlemények III. kötet, 1. sz. Budapest, 1954.

[3] *Barta György*: A gravitációs tér időbeli változásáról. Geofizikai Közlemények V. kötet, 4. szám, 1956.

[4] *Barta György*: A 40–50 year period in the secular variation of the geomagnetic field. Acta Geologica Tomus IV. Fasciculus 1., 1956.

[5] *Barta György*: A földmágneses tér évszázados változásáról. Geofizikai Közlemények VI. kötet, 1–2. sz. 1957.

[6] *Bock, R—Schumann, W.*: Katalog der Jahresmittel der magnetischen Elemente der Observatorien und der Stationen, an denen eine Zeitlang erdmagnetische Beobachtungen stattfanden. Berlin, 1948.

[7] *Brouwer, D.*: A new discussion of the changes in the Earth's rate of rotation. Proceedings of the National Academy of Sciences. 1952.

- [8] *Freeborn Johnston, H.*: List of Geomagnetic Observatories and Thesaurus of Values. Journal of Geophysical Research, September, 1951.
- [9] *Munro, Ella H.*: Tables on sunspot-frequency for 1749–1948. Terr. Magn. 1948.
- [10] *Pramanik, S. K.*: Secular Variation of the Magnetic Field at Colaba and Alibag. Journal of Geophysical Research, September, 1952.
- [11] *Slaucitajs, L.*: Some Notes on Secular Variation. Centr. of Baltic University, N°6, Pinneberg, 1948.
- [12] *Slaucitajs, L.*: Investigaciones sobre la variacion secular geomagnética. Publ. del Observ. Astron. de La Plata, 1951.
- [13] *Slaucitajs, L.*: La variacion secular geomagnética. Revista Cartográfica N 1, Buinos Aires 1952.
- [14] *Slaucitajs, L.*: Communication in Rome Assembly, I. U. G. G. partly published in Circular Letter 3, Roma.
- [15] *Slaucitajs, L.*: Discussion of: „The Earth's Core” by S. K. Runcorn. Trans. Amer. Geoph. Union, Vol. 36., N° 3, June 1955.
- [16] *Steiner Lajos*: A Föld mágneses jelenségei. Budapest, 1923.
- [17] *Vestine, E. H.*: On variations of the geomagnetic field, Fluid motions, and the rate of the Earth's rotation. Journal of Geophysical Research, June, 1953.
- [18] *Wasserfall, K. F.*: Periodic changes in  $\Delta D$  at Oslo, 1843–1930. Terr. Magn. September, 1943.





FACSINAY—A. PINTÉR—M. POLLHAMMER

PRACTICAL RESULTS OF THE CALCULATION OF HIGHER DERIVATIVES  
ON SOME AREAS OF GRAVITY SURVEY IN HUNGARY AND THE EXTEN-  
SION OF THE CALCULATION OF RESIDUAL EFFECTS TO GREATER  
TERRITORIAL UNITS

Authors refer — by way of introduction — to Loránd Eötvös who has already called the attention upon the significance of regional effects. Hungarian geophysicists always paid attention to the problem of the regional effect; present study gives account of some practical results on this subject.

The first part of this study is examining the method of higher derivatives in three areas, the results obtained are compared with the results of seismic measurements and deep drillings. The applicability of the anomalies calculated with formulae given by different authors (Peters, Elkins, Rosenbach, Baranov, Sharpe) is analysed for two areas.

The second part of the study is discussing the calculation of the regional and residual effect of isostatic anomalies in Hungary and Slovakia using the method of mean values. The regional course is explaining the cause of anomaly differences experienced in the NW and SE parts of the Hungarian Basin.

**A MAGASABB DERIVÁLTAK SZÁMÍTÁSÁNAK GYAKORLATI ERED-  
MÉNYEI NÉHÁNY MAGYARORSZÁGI GRAVITÁCIÓS MÉRÉSI TERÜ-  
LETEN ÉS A MARADÉKHATÁSOK SZÁMÍTÁSÁNAK KITERJESZTÉSE  
NAGYOBB TERÜLETEGYSÉGRE**

FACSINAY LÁSZLÓ, PINTÉR ANNA, POLLHAMMER MANÓNÉ

**Bevezetés**

A gravitációs kutatásnak Magyarországon immár 60 éves múltja van. A XIX. század végén *Eötvös Loránd* megalkotta a torziós ingát, és ezzel megvetette alapját az alkalmazott geofizikának, annak a fiatal tudományágnak, amely rövid néhány évtized alatt a modern technika fejlődésének segítségével széles körben nélkülözhetetlen segítséget nyújt a nyersanyagkutatásnak, elsősorban a szénhidrogénkutatásnak.

Az 1920-as években, az alkalmazott geofizika fejlődésének első szakaszában világszerte nagy sikereket ért el a torziós inga: számos olajmező felfedezését köszönhetjük Eötvös nagy érzékenyséű műszerének. Magyarországon az első jelentős olajmezőket Eötvös-inga mérések nyomán tártuk fel az 1930-as évek derekán. A korszerű graviméterek megjelenése után

A kézirat 1957. január 18-án érkezett.

Magyarországon is megindultak a graviméteres felvételek, s párhuzamosan haladtak az Eötvös-inga mérésekkel. Az Eötvös-inga és graviméteres mérések eredményei nyomán néhány újabb olajmező feltárása vált lehetővé. A budafapusztai olajmező felkutatása óta a gravitációs mérések legjelentősebb sikere a nagylengyeli olajmező, az ország legnagyobb olajmezőjének felfedezése volt.

A szénhidrogénkutatás mellett kiterjesztettük gravitációs méréseinket a szénmedencék és ércterületek szerkezeti viszonyainak közelebbi megismerése céljából az ország olyan részeire is, ahol eddig még nem voltak felvételek. Jelenleg az ország nagy területéről kb. 100 000 állomáshól álló összefüggő gravitációs hálózat áll rendelkezésünkre. A hálózat végleges egységesítése az 1951-ben létesített I. rendű és az 1955 nyarán befejezett II. rendű alaphálózat segítségével folyamathan van.

A nyersanyagkutatások érdekében végzett gravitációs méréseknél a regionális áttekintés is fontos, a további geofizikai kutatások tervezése vagy fúrások kitűzése szempontjából azonban egyes területek részletekre kiterjedő értelmezése elsőrendű feladat.

A gravitációs mérések elsősorban graviméterekkel folynak, és bár műszereink pontossága 0,01 milligal rendű, s a méréseket, a mérések feldolgozását messzemenő pontossággal végezzük el, a kizárólag Bouguer-anomáliák alapján végzett értelmezés az egyes szerkezetek részleteire nem ad kielégítő felvilágosítást. Az utóbbi években szerzett tapasztalatok, amelyeket a nagy intenzitással folytatott szeizmikus mérések eredményei, valamint a mélyfúrások adatai nyomán szereztünk, rámutatnak arra, hogy a graviméteres mérések jobb értelmezéséhez jó felbontóképességű módszerhez kell folyamodnunk. Ez a módszer a magasabb deriváltak módszere. Ezzel a módszerrel a nehézségi erő vertikális gradiensét vagy a vertikális gradiens gradiensét számíthatjuk ki jó megközelítéssel a graviméteres mérésekből kapott anomáliákból, s ezzel legalább olyan nagyságrendű értékeket kapunk, mint amilyeneket a torziós inga mérés biztosít a horizontális gradiensben.

A nagyobb felbontóképesség elérése céljából a magasabb deriváltak módszerével nagyjából a torziós inga nagyobb érzékenysége és sajátos felépítése által biztosított nagyságrendig kell eljutnunk számítások útján. Így a Bouguer-anomáliákban elmosódottan vagy egyáltalán nem jelentkező részletek is kirajzolódnak a mélyben levő elkülönült szerkezeti formáknak megfelelően.

A magasabb deriváltak módszerének nagy jelentősége van a gravitációs mérések korszerű értelmezésénél, és egyes esetekben a torziós inga mérések eredményeinek feldolgozása is szükségessé válhat a potenciál harmadik deriváltjának, a  $W_{zz}$ -nek kiszámítása alapján.

Magyarországon az ilyen irányú feldolgozást három éve rendszeresítettük, s a korábbi méréseket is szükség szerint újra értelmezzük a  $W_{zz}$  értékeiből. A következőkben néhány példán bemutatjuk a magasabb deriváltak módszerének alkalmazását olyan magyarországi területeken, ahol szeizmikus mérésekkel vagy mélyfúrások adataival volt alkalmunk a módszer eredményeit igazolni. Együttal kritikai vizsgálat alá vettük a különböző formulákat is. A gyakorlati célú feldolgozás mellett érdekes

példát adunk arra is, hogy nagyobb területen, például a Kárpátmedence egyes részein milyen eredményt ad a regionális és helyi hatás szétválasztása és milyen mélyföldtani okokkal magyarázhatók meg a regionális gravitációs anomáliák.

### A maradékhatások (residual anomáliák)

A gravitációs méréseknél gyakran előforduló eset, hogy az anomáliák regionális hatással terheltek. Erre a lehetőségre először *Eötvös Loránd* hívta fel a figyelmet.

1912-ben és 1913-ban Eötvös Erdélyben végzett torziós inga-méréseket, majd 1916-ban Egbell környékén. Eötvös tudatában volt annak, hogy a torziósinga-mérések eredményei gyakorlati célú kutatásoknál felhasználhatók, s az említett két területen felfedezett gázelőfordulások környékén méréseit már ilyen szempontból végezte és dolgozta fel. Ezekről a munkákról Eötvös maga nem adott ki közleményt, de *Böckh Hugó* ismerteti Eötvös eredményeit, és az eredményekre vonatkozó értelmezését. [1].

Erdélyben Eötvös Marosújvár és Marosvásárhely közötti szelvényén összevetette a mágneses és a gravitációs anomáliák menetét, a Böckh által megadott geológiai szelvényt, és megállapította, hogy a gravitációs szelvény viszonylagos negatív anomáliái sótestek hatásával magyarázhatók, ha a mágneses szelvény alapján regionális anomáliát tételezünk fel. Ezt a hatást a medence közepén a mélyben levő nagyobb sűrűségű, mágneses tulajdonságú eruptív kőzet okozza.

Az egbelli mérésekből nyert izogammakép azt mutatta, hogy az Egbell melletti zárt gravitációs maximum a földtanilag ismert felboltozódással jól összeesik, de Sasvárnál — Egbelltől délre — egy hasonlóan ismert felboltozódás felett nem mutatkozik zárt maximum, csak egy feltűnő kipúposodás látszik az izogammák menetében. Eötvös ebből azt következtette, hogy a mélyebb rétegek egyirányú emelkedése és a felszínhez közelebb fekvő boltozat hatása együttesen jelentkezik, és ha a mélyebb rétegek ún. regionális hatását valamilyen módon levonhatjuk, akkor a boltozat felett maximumot kaphatunk [2].

A magyar geofizikusok közül a gyakorlatban először *Renner János* és *Oszlaczky Szilárd* kísérelték meg a regionális hatás számítását 1927—28-ban a franciaországi Limagne körüli Eötvös-inga mérések során [3].

Amit Eötvös a kutatások kezdetén olyan kitűnő érzékkel meglátott, később a gravimetrikus mérések értelmezőinek komoly problémájává vált. Miként lehet a mért nehézségi anomáliákat legalább két olyan részre bontani, hogy a regionális hatás anomáliái és az ún. maradékhatások vagy „residual” anomáliák elkülönüljenek?

Több módszer ismeretes a regionális hatás kiküszöbölésére. Magyarországon *Vajk* dolgozott ki eljárást a regionális gradiens kiszámítására a torziósinga-mérések számára [4]. Néhány esetben ilyen, ún. grafikus módszerrel is próbálkoztunk és ez a gyors módszer sok helyen megfelelő volt első tájékozódásra. Mivel azonban hazai viszonylatban ritkaság az olyan regionalitás, amely hosszú szakaszon követhető — kivéve a Közép-



hegység környékét — a módszer alkalmazása nem mentesülhetett az interpretátor bizonyos önkényétől.

Az esetek többségében nem is regionalitásról van szó, hanem inkább arról, hogy nagyjából szintesen települt vastag üledéksor alatt az idősebb kőzetek mélyben levő kiemelkedéseinek, behorpadásainak hatásai a Bouguer-izogammaképben központos maximumban, illetve minimumban olvadnak össze, tehát a szénhidrogénkutatás céljára — mint azt a fúrások tapasztalatai mutatták — a részletek kiemelésére nagyobb felbontóképességű módszerre volt szükségünk.

Ismeretes, hogy az utóbbi évek irodalma bőven foglalkozik ezzel a kérdéssel, és különböző szerzők, különböző formulákat dolgoztak ki a nehézségi erő első, második, sőt negyedik deriváltjainak megközelítő kiszámítására az anomáliák alapján [5].

Először *Peters* [6], *Elkins* [7] és *Rosenbach* [8] formuláit használtuk fel olyan területeken, amelyeknek földtani viszonyai a fúrási adatokból többé-kevésbé ismeretesek voltak, később egy olyan területrészen sikerült részletesebben összehasonlítani a különböző formulákat, ahol a fúrási adatokon kívül szeizmikus mérési eredmények is rendelkezésre álltak. Az összehasonlítások eredményeiről és néhány más területnek magasabb deriváltak szerinti feldolgozásáról és értelmezéséről kívánunk dolgozatunkban beszámolni, és ismertetjük a Kárpát-medencére kiszámított regionális és maradékhatások vizsgálatát során nyert eredményeket.

### A magasabb deriváltak különböző formuláinak összehasonlítása a babócsai területen

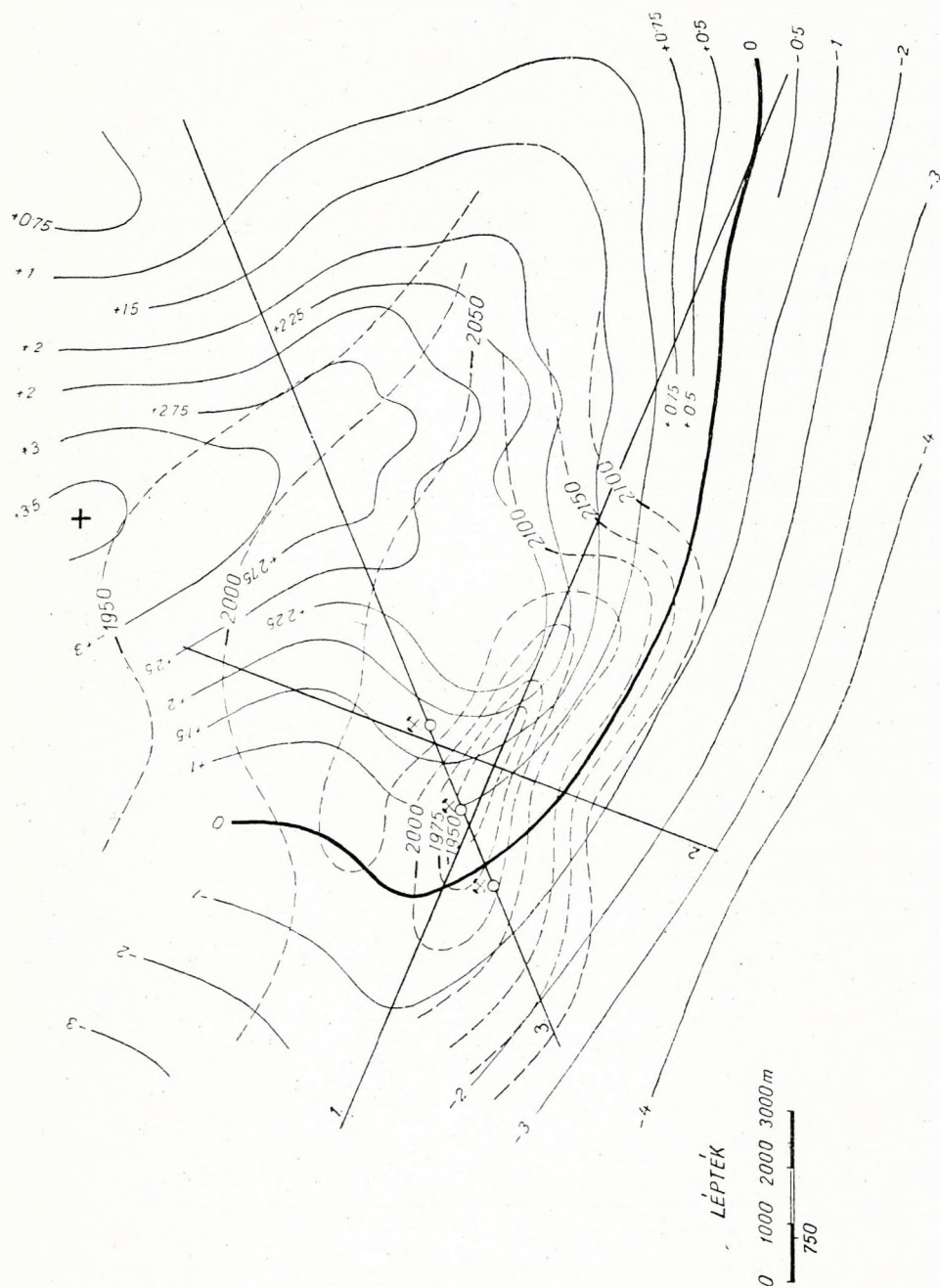
A vizsgálat alá vett területen először áttekintő Eötvös-inga, majd pedig részletes graviméter-méréseket végeztünk. A mérések eredményei alapján szerkesztett izogammakép egységes, nagy kiterjedésű maximumot mutat. Az 1. ábrán bemutatjuk a gravitációs maximum egyik részének Bouguer-izogamma térképét. A maximumon lemélyített fúrásokkal feltárt rétegek szerkezete monoklinális jellegű, sehogy sem hozható összefüggésbe a gravitációs képpel.

A korszerű, századmilligalos graviméterekkel végzett mérések a maximum délnyugati oldalán gravitációs teraszt mutattak ki. Az aztán következő részletes reflexiósszeizmikus mérések nagy mélységben egy határozott tetőzést jelöltek ki a gravitációs terasz szélén közel északnyugat-délkeleti irányú tengellyel.

A szeizmikus mérések után mélyfúrásokat tűztek ki, a lemélyített fúrások igazolták mélység és szerkezet szempontjából a szeizmikus mérések eredményeit.

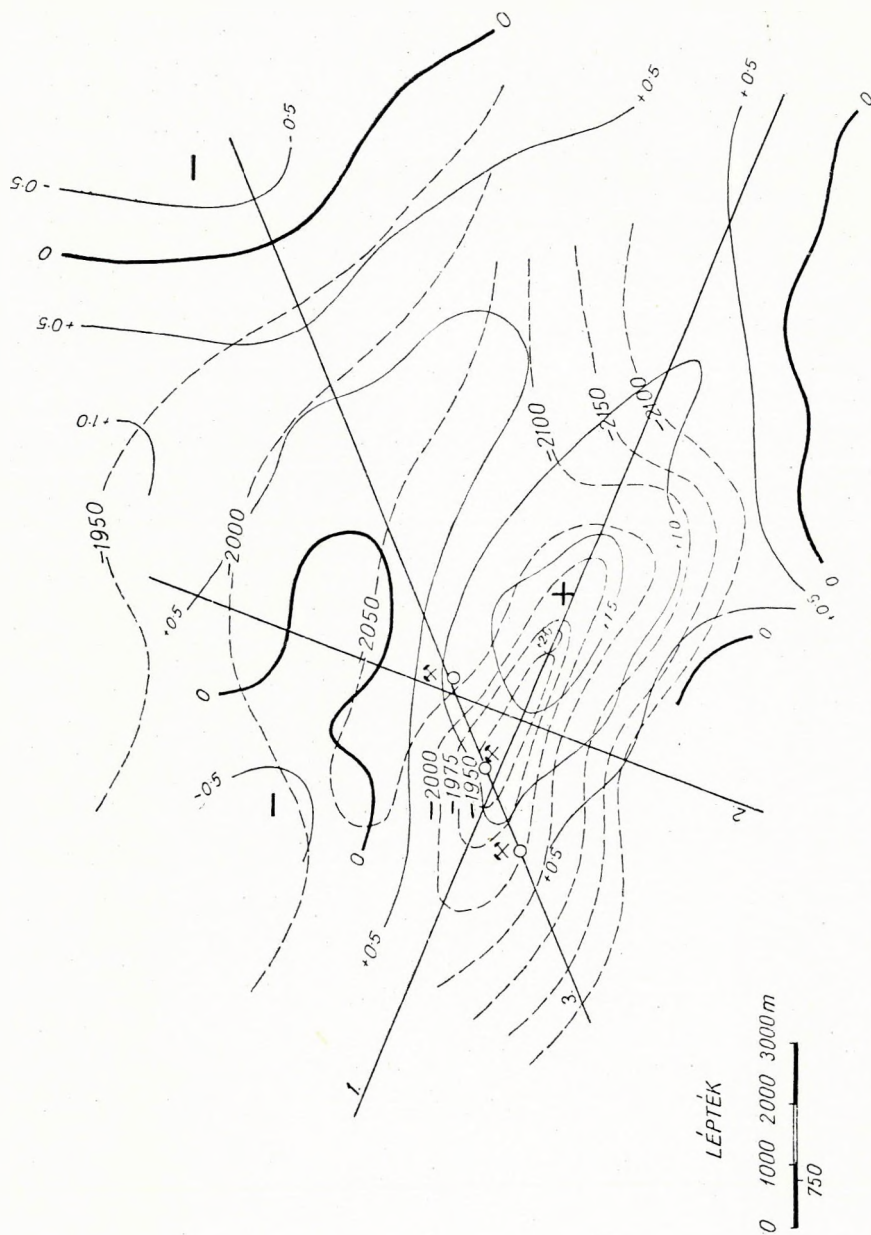
Térképünkön folytonos vonalakkal a gravitációs mérésekből számított Bouguer-izogammákat, szaggatott görbékkel egy mélyszint szeizmikus szintvonalait ábrázoltuk, és bejelöltük azt a három szelvényt is, amelyre vonatkozó szelvénymenti adatainkat közöljük. Az egyik szelvény merőleges a szeizmikus szerkezetre, a másik a szeizmikusan megállapított csapásirányba esik, a harmadik szelvény három olyan mélyfúráson megy keresztül, amelyek az alaphegységet elérték. A szeizmikus mérések alap-





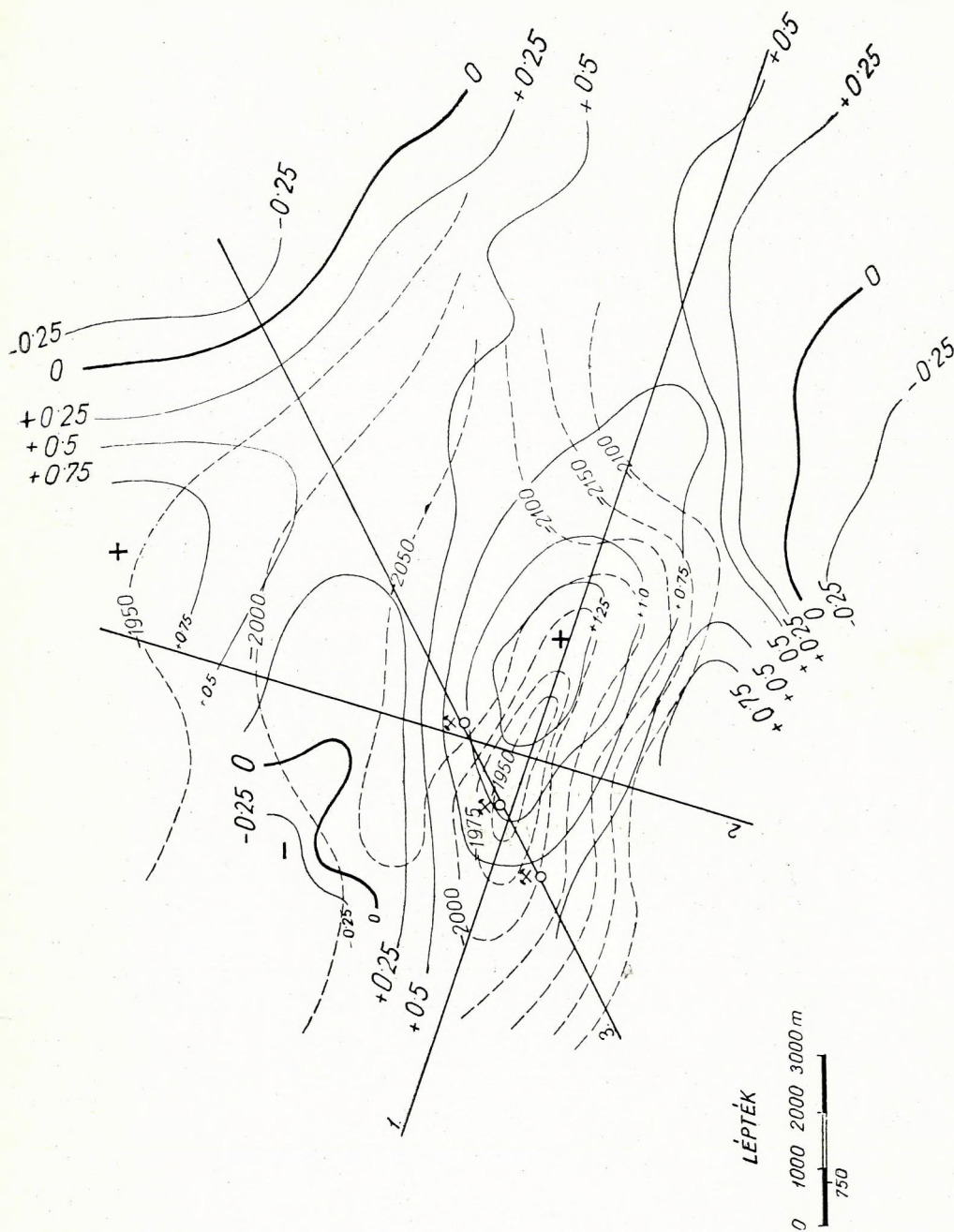
1. ábra. Bouguer-izogammák a babócsai területen

Polytonos vonalak: Bouguer-izogammák milligal egységekben. Szaggatott vonalak: szeizmikus szintvonalak



2. ábra. Peters módszerrel számított  $\frac{\partial^2 q}{\partial z^2}$  izogamma-térkép a babócsai területen

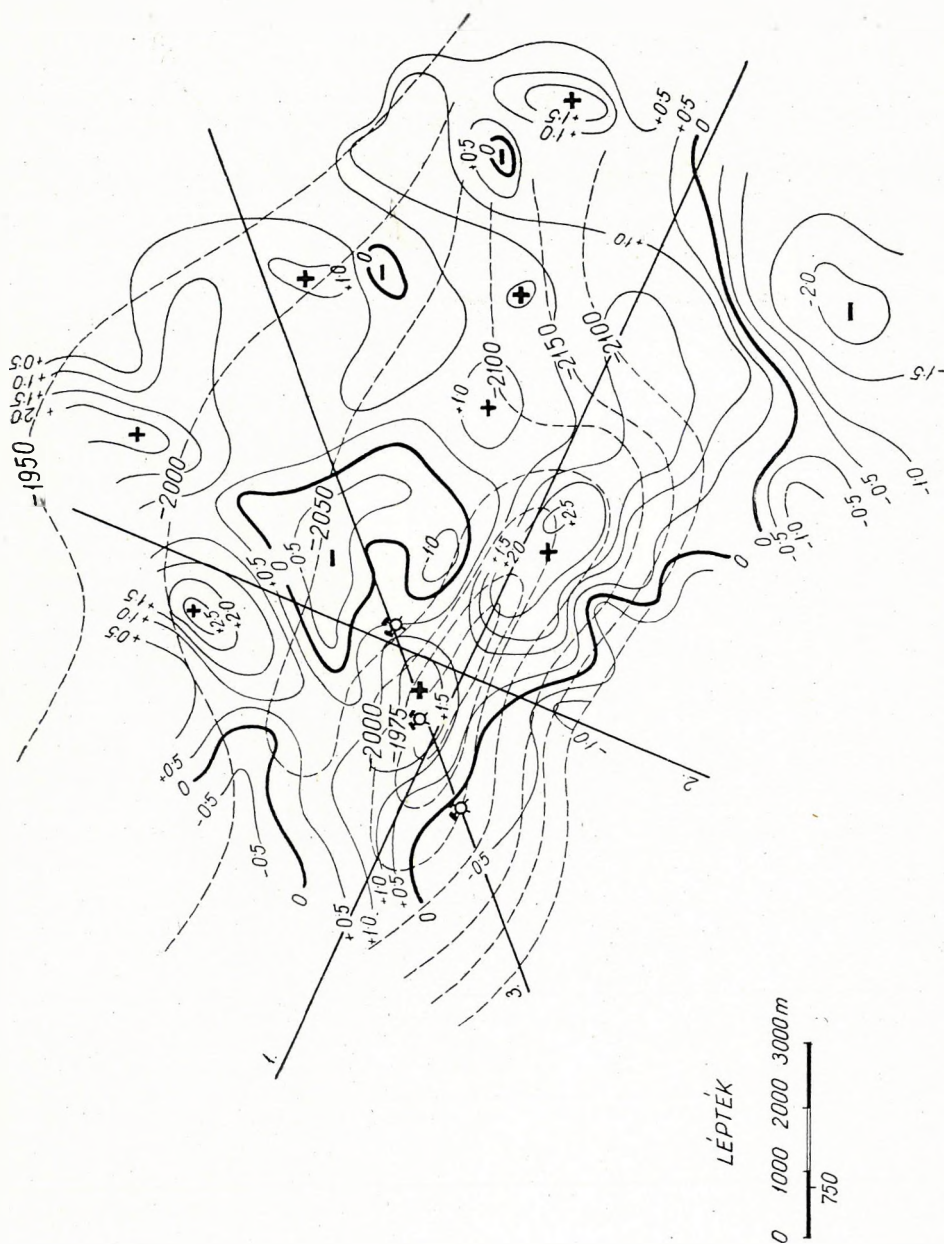
Folytonos vonalak: izogammák, értékközü  $0.5 \cdot 10^{-15}$  egs. Szaggatott vonalak: szeizmikus szintvonalak



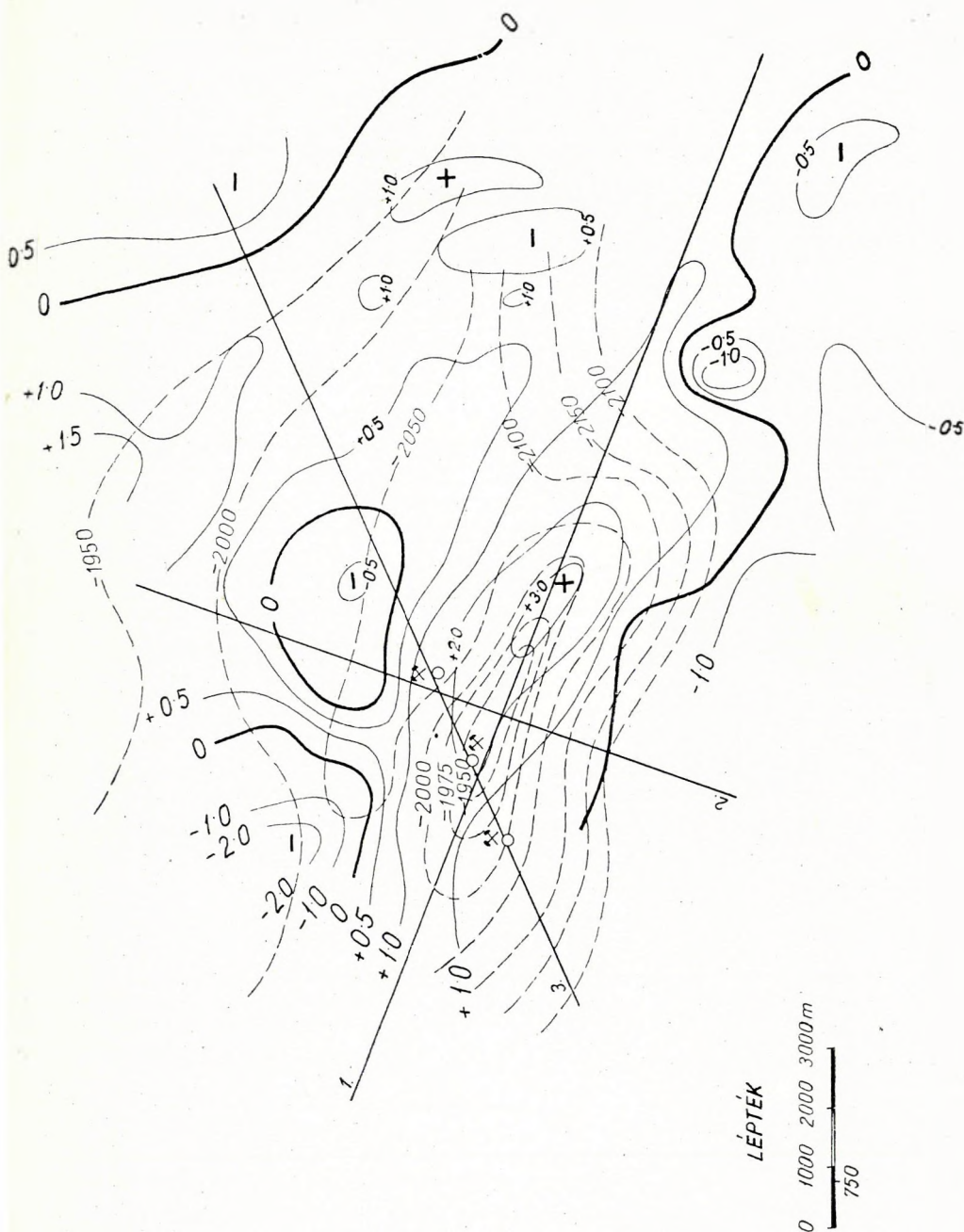
3. ábra. Elkins módszerével számított  $\frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2}$  izogamma-létkép a babócsai területen

Folytonos vonalak: izogammák, értékükük  $0,25 \cdot 10^{-16}$  egs. Szaggatott vonalak: szeizmikus szintvonalak









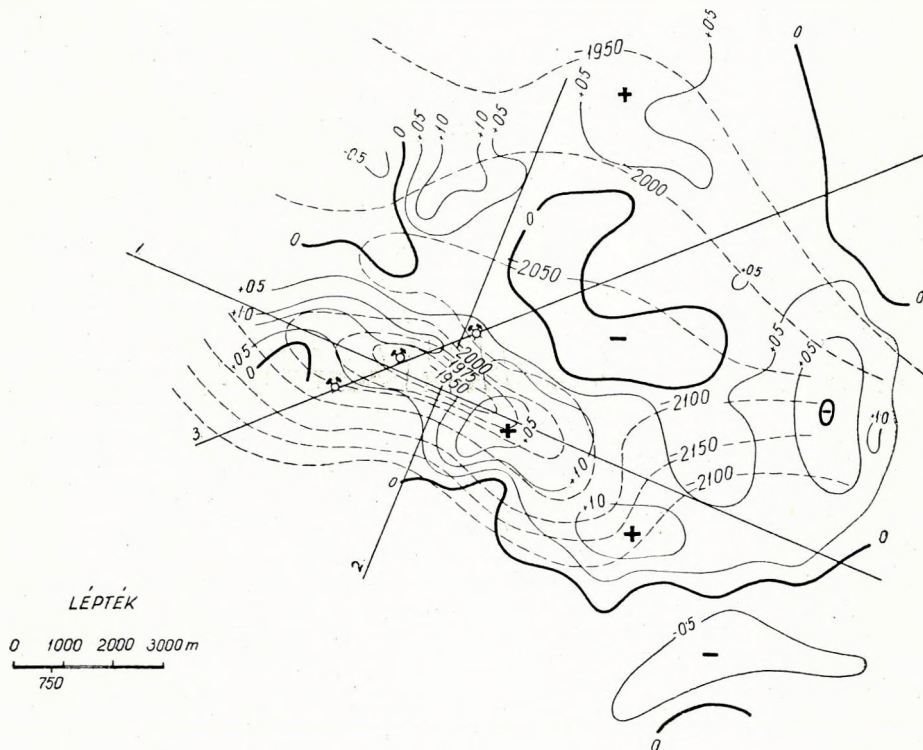
5. ábra. Rosenbach II. (háromkörös diagram) képlettel számított  $\frac{\partial^2 y}{\partial z^2}$  izogrammterkép a babócsai területen

Folytonos vonalak: izogrammák, értékükük  $0.5 \cdot 10^{-5}$  eg. Szaggatott vonalak: szeizmikus szintvonalak

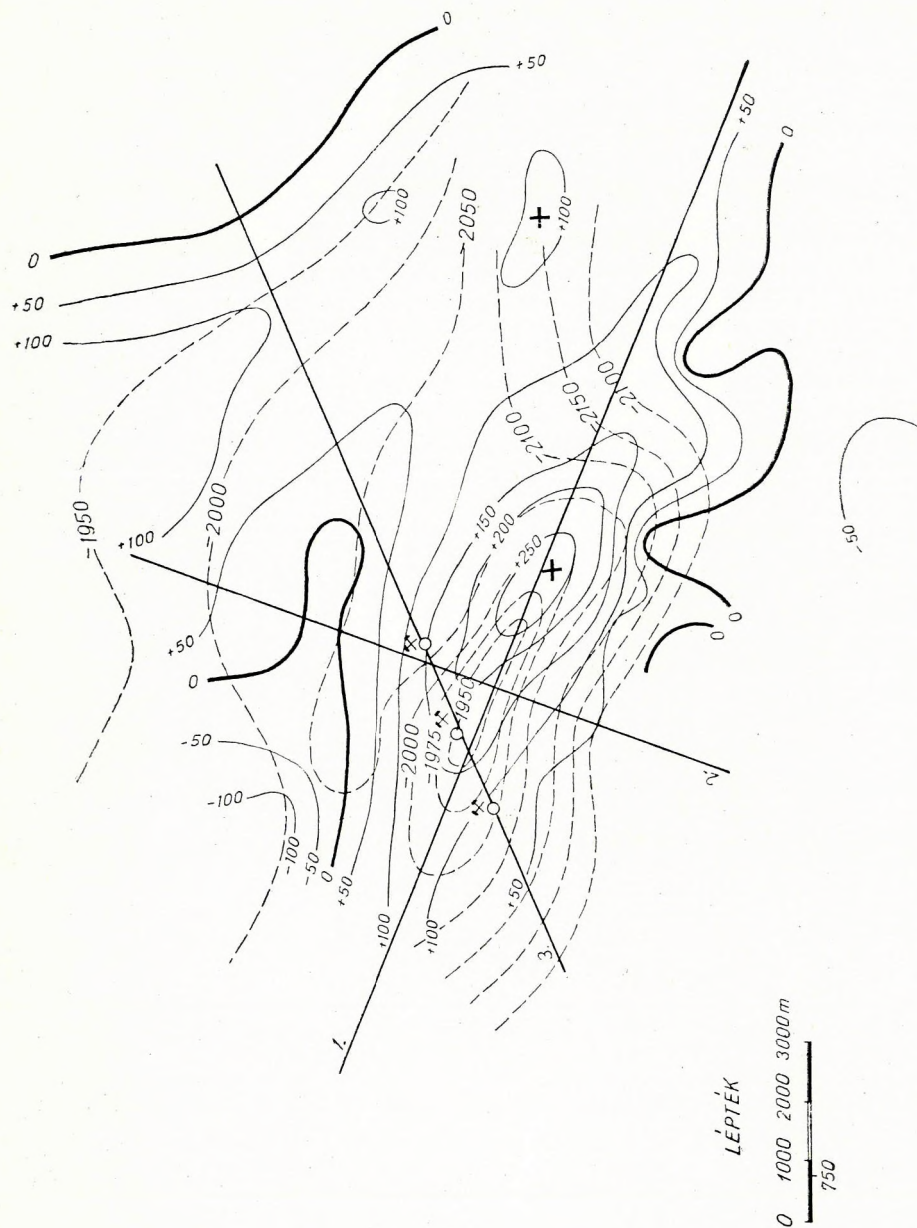
ján nyert szintvonalas térképet egybevetve a fúrési adatokkal feltételezhetjük, hogy az ebben a mélységben az alaphegység körvonalait adja meg. Megjegyzendő, hogy a sekélyebb reflexiók is eléggé konformisak az alaphegység körvonaláival, de bizonyos dőlésbeli diszkordanciák mutatkoznak.

Az aljzatra települt képződmény szerkezetét az aljzat reliefje és a kéregmozgások hozzák létre. Ez a megállapítás a gyűrt és a töréses szerkezetekre egyaránt vonatkozik.

Az a körülmény, hogy az aljzatot fedő üledékek rétegei az aljzattal sok esetben konkordánsak, kedvező lehetőséget nyújt a hazai gravimetrikus mérések korszerű feldolgozásához a magasabb deriváltak alapján. A maradék maximumok-minimumok az idősebb kőzetek kiemelkedéseit-besüllyedéseit mutatják ki részleteiben. Számos mélyfúrásnak a földtani és geofizikai szelvényezések, valamint közetfizikai meghatározás útján történt vizsgálata alapján ismeretes, hogy az előbb említett általános jellegű földtani felépítés mellett bonyolultabb rétegződési viszonyok is vannak. Az aránylag nyugodt településű felsőpannon emeletet váltakozó homok-agyag rétegek építik fel lencsés településsel. Egyes területen a folyami kavics-hordalék a felszínhez közel változó vastagsággal fordul elő. Az alsópannon



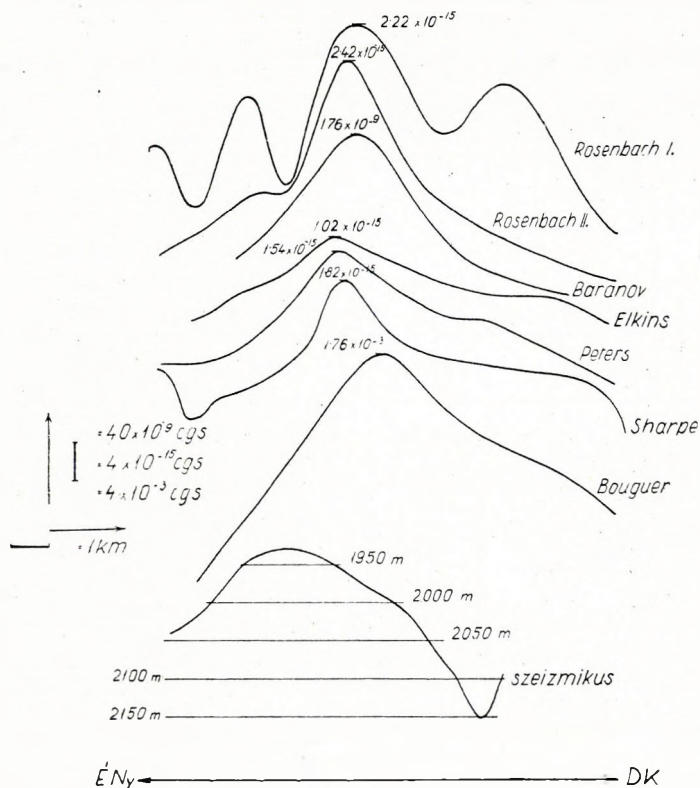
6. ábra. Sharpe képletével számított  $\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}$  izogamma-térkép a babócsai területen  
Folytonos vonalak: izogammák, értékközük  $0,5 \cdot 10^{-15}$  egs. Szaggatott vonalak: szeizmikus szintvonalak



7. ábra. Baranov képletével számított  $\frac{\partial g}{\partial z}$  izogramma-térkép a babócsai területen  
Folytonos vonalak: izogrammak, értékközük  $50 \cdot 10^{-3}$  eg. Szaggatott vonalak: szeizmikus szintvonalak



és miocén korú rétegekben a vastag márga rétegek gyakran nagyobb sűrűségűek, mint az alaphegység mészkövei, dolomitjai. Az ilyen inhomogenitások a Bouguer-anomáliákban, mint sűrűséganomáliák jelentkezhetnek, és a magasabb deriváltak anomáliáiban jelentősen kiemelődnek. A magasabb deriváltak alapján végzett interpretáció tehát nagy körültekintést igényel, és meg kell különböztetni a szerkezetek okozta anomáliákat a



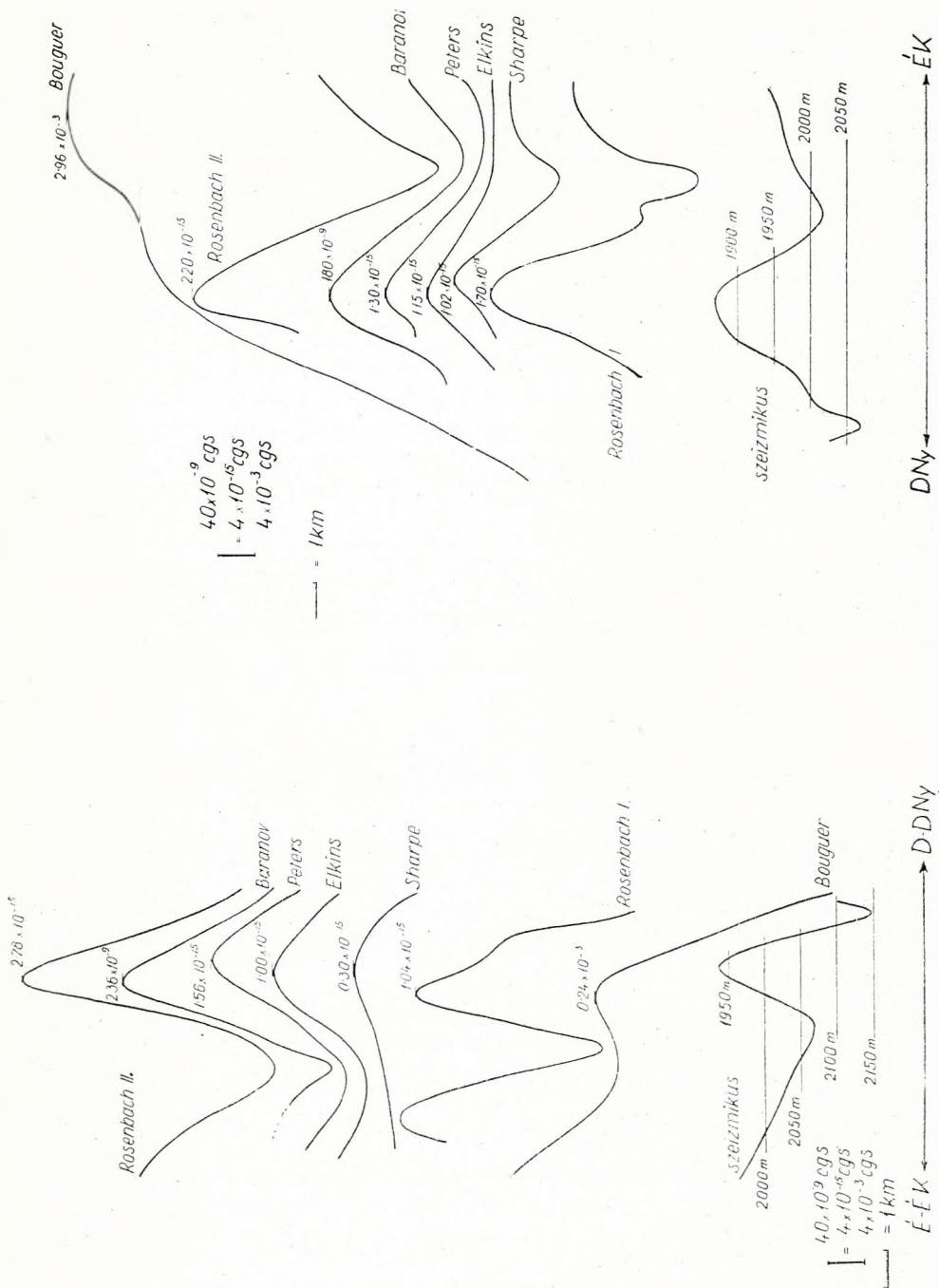
8. ábra. 1-es szelvény a babócsai területen

sűrűséganomáliáktól. Jó geológiai szemlélet mellett a komplex értelmezés sok lehetőséget nyújt a helyes interpretációhoz.

Ezeknek előrehocsátása után bemutatjuk a babócsai területen végzett vizsgálatok eredményeit.

A következő hat ábra a különböző formulák szerint feldolgozott maradék-anomáliákat mutatja be az 1. ábrán látható területen. A 2–7. ábra sorban *Peters*, *Elkins*, *Rosenbach I.*, *Rosenbach II.*, *Sharpe*  $\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}$  izoanomáljait ábrázolja a feldolgozott területen, illetve *Baranov* [9] képletéből számított  $\frac{\partial g}{\partial z}$  izoanomálokat.





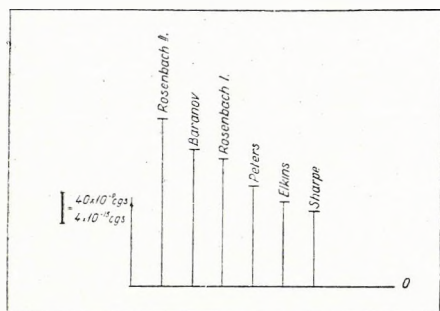
10. ábra. 3-as szelvény a babócsai területen

9. ábra. 2-es szelvény a babócsai területen

Valamennyi izoanomália térkép jó megegyezést mutat a szeizmikus szintvonalas térképpel a szerkezet tengelyét illetően. A másodlagos maximum valamennyi esetben kissé átcsúszik a szeizmikus magaslat keleti részére. Azonban az egyes izoanomáliaképek bizonyos részletekben különbözőséget mutatnak. A Rosenbach I. és a Sharpe-formula szerint számított izogamma-térkép sokkal több helyi részletet mutat, mint a többi. E részleteket nehéz földtani hatókkal kapcsolatba hozni, a formulák sajátosságából származóan ugyanis az egyes — még oly kicsi — mérési és egyéb hibák zavaró módon kiemelődnek.

Talán méginkább szembeötlik a különbség, ha a három szelvény mentén vizsgáljuk az anomáliák menetét.

Az 1-es szelvény a szeizmikus tengely mentén halad (8. ábra). A szeizmikus magaslat felett a Bouguer-anomália szelvénye szintén maximumot mutat, ami a szelvény helyzetéből érhető is. A különböző módszerekkel számított anomáliák szelvényei közül



11. ábra. A különböző formulák maximális amplitúdójának mérete a babócsai területen

a legkiegyensúlyozottabbak, Rosenbach II. szelvényének van a legnagyobb amplitúdója, Sharpe, Rosenbach I. szelvénye már kevésbé valószínűen érzékelteti a mélybeli szerkezet alakját. Általában mindegyik anomáliagörbe maximuma egyértelmű eltolódást mutat DK felé a szeizmikus magaslatához képest.

A 2-es szelvény (9. ábra) mentén nagyjából merőlegesen halad át a szeizmikus magaslat tengelyén.

A Bouguer-anomáliák másodlagos maximumot mutatnak. Jól egyezik a szeizmikus magaslattal — Rosenbach I. anomália menetét kivéve — a többi anomáliagörbe. A legjobb egyezést Rosenbach II. és Elkins anomáliagörbéje mutatja. Az amplitúdókban természetesen jelentős különbségek láthatók.

A 10. ábrán a fúrásokon áthaladó szelvény anomáliagörbéit láthatjuk. A fúrásokból — mint mondtunk — a szeizmikus szelvény igazolást nyert. Ezen a szelvényen a Bouguer-anomáliákból már kevésbé indikálódik önálló szerkezet jelenléte, míg viszont valamennyi derivált anomáliagörbe élesen tükrözi vissza az aránylag kis területen, de meglehetősen nagy mélységben feltárt alaphegység-kiemelkedést. Sharpe formulájától eltekintve a maximumok ebben a szelvényben nagyon szépen egyeznek, Rosenbach I. görbéje azonban itt is kissé egyenetlen.

A 11. ábrán az egyes szerzők által nyújtott formulák szerint kapott egyik szelvénymenti maximum amplitúdóit mutatjuk be.

Legmagasabb amplitúdóval Rosenbach II. képlete rendelkezik. Összevetve az amplitúdók nagyságát és az anomáliakép tulajdonságait, azt kell mondanunk, hogy a vizsgált területen — és valószínűleg Magyarország más területein is — Baranov módszere látszik legmegfelelőbbnek. Baranov

képlete a potenciál második differenciálhányadosát, a

$$W_{zz} = \frac{\partial g}{\partial z}$$

értékét adja  $10^{-9}$  cgs értékben, míg a többi formula a

$$W_{zzz} = \frac{\partial^2 g}{\partial z^2}$$

mennyiség kiszámítását teszi lehetővé  $10^{-15}$  cgs-ben. Ennek ellenére a Baranov-féle anomáliák maximumának amplitudója nagy, s a  $10^{-9}$  cgs nagyságrend elegendő a legtöbb esetben. A kapott izoanomál-görbe „jobban hasonlít” valamely földtani alakzathoz, mint a még magasabb deriváltakból származók, amelyek néha helyi jelentőségű anomáliákat zavaró módon kiemelnek.

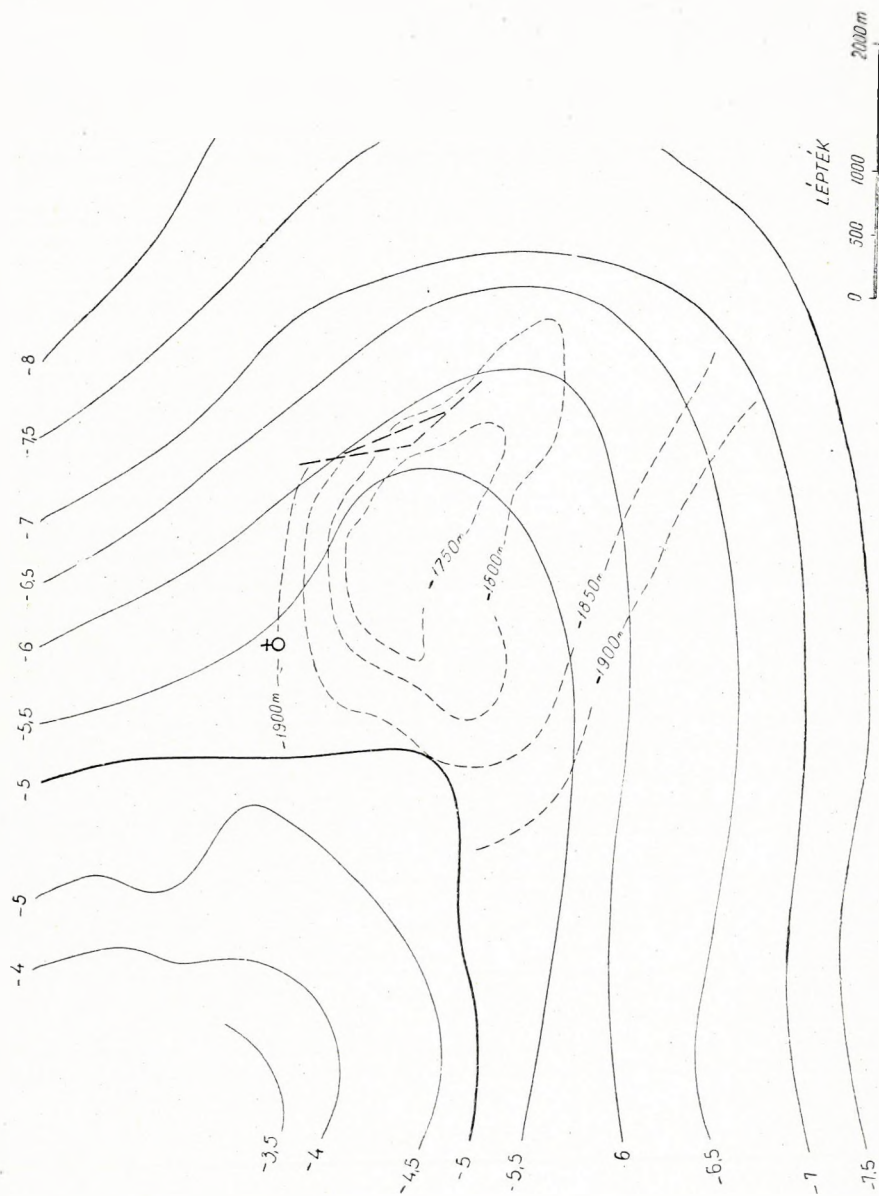
Mindamellett, hogy ilyen aránylag kis különbséget tettünk, hazai területünkön egyaránt jó egyezést értünk el Peters, Elkins, Rosenbach képleteivel kísérleteink során. Bizonyos azonban, hogy területenként hol egyik, hol másik formula nyújt kielégítőbb eredményt.

### A nagylengyeli terület

A következő feldolgozási terület gravitációs képe hasonló az előbbihez. A 12. ábrán a gravitációs maximum DK-i szélén gravitációs terasz van. A rajz bal felső sarkán levő központi maximumon mélyített fúrások nem tártak fel ipari mennyiségű szénhidrogént. A teraszon lemélyített fúrásokból szerkesztett szintvonalakat szaggatott vonalakkal jeleztük. Ezek a fúrások jelentős olajmezőt tártak fel.

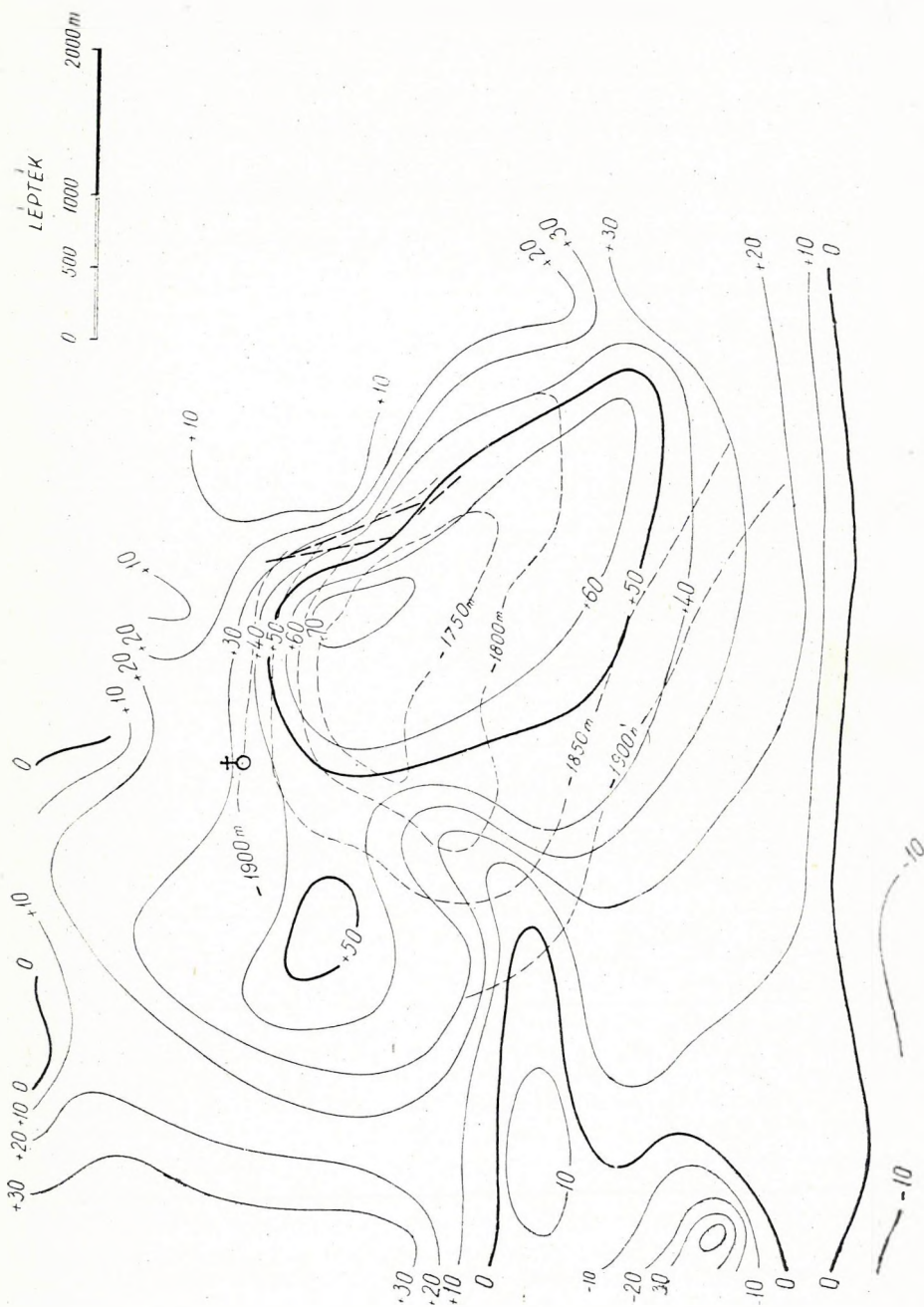
A  $\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}$  mennyiségek Elkins módszerével való kiszámítása után a 13. ábrán bemutatott izogamma-képet kaptuk. A fúrási térképpel, amely az alapkőzet felszínét mutatja, meglepően jó egyezést mutat a gravitációs magasabb derivált izogamma-térkép. A bejelölt, aránylag kis vetőmagasságú vetők irányváltozásait is jól követik az izogammák. A szerkezet tengelye és a maradékhatas maximumának tengelyiránya itt jobban egyezik, mint az eredeti Bouguer-izogammákból a regionális hatás figyelembevétele nélkül szerkeszthető tengelyirány.

Az egyezés ezen a térképen a szerkezet kiemelkedő részén jó, de eltérések is látszanak. Ennek oka az aránylag kevés állomásnak, nagy állomástávolságnak tulajdonítható, s annak is, hogy a mérést még olyan graviméterrel végeztük, amelynek pontossága  $\pm 0,2$  milligal volt. A kiértékelés ugyanis annál jobb megközelítéssel jár, minél nagyobb a felhasznált Bouguer-anomáliák megállapításának pontossága és minél sűrűbb az állomásköz.



12. ábra. Bouguer-izogrammák a nagylengyeli területen  
Folytonos vonalak: Bouguer-izogrammák, értékközük 0,5 mgal. Szaggatott vonalak: az alapegység szintvonalas  
lérképe mélyfúrás adatai szerint





13. ábra. Elkins módszerével számított  $\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}$  izogamma térkép a nagylengyeli területen  
Folytonos vonalak: izogammák, értékközük 10-10<sup>-1</sup>s 1-10<sup>-1</sup>s és. Szaggatott vonalak: az alaphegység szintvonalas térképe mélyfúrási adatok szerint

### Az Esztergom—Dorog-i szénmedence területe

Az előző fejezetekben tárgyalt két terület kőolajat tároló mélybeli szerkezetek felett végzett graviméter-méréseknek a magasabb deriváltak módszerével kapott eredményeit mutatta be.

A módszert sikeresen alkalmaztuk szénmedenceterületeken is. Többek között elkészült Baranov és Elkins módszerével a graviméterrel felmért Esztergom—Dorog-i szénmedence területére a magasabb deriváltak szerinti izoanomál térkép. A következőkben bemutatjuk a feldolgozás eredményeit, valamint egy Tokod környékén É—D irányban húzódó részletes, Szalai Tibor által szerkesztett földtani szelvényt [10] összehasonlítva a Bouguer, Baranov, Elkins gravitációs szelvénnel.

A feldolgozás alapjául szolgált az 1954-ben végzett részletes graviméter mérésből számított Bouguer-izogamma-térkép. A mérés pontossága 0,03 mgal. A hálózatban mért állomások távolsága általában 500 m.

Ugyanezen a területen részletes refrakciós szeizmikus mérések is voltak 1955-ben [11].

A 14. ábra bemutatja a felszínen található triász képződményeket, valamint a Posgay által közölt, részben fúrási, részben a szeizmikus mérések adatai alapján szerkesztett triász alaphegység átnézetes rétegszintvonalas térképét. Így jól össze tudjuk hasonlítani e területen a gravitációs mérések eredményeit a mélyszerkezet részleteivel. Ezt a szintvonalas térképet a Bouguer-, Baranov- és Elkins-féle anomália-térképpel összerajzolva is mellékeljük (15., 16., 17. ábra).

A Bouguer-izogamma térkép fővonása a Nagy Gete—Hegyeskő—Öregkő-i, közel K—Ny irányban húzódó központos maximum, valamint az ÉK—DNy tengelyirányú Kis Strázsahegy-i maximum. A két maximum közt a medence mélyülésének megfelelően minimum jelentkezik, hasonlóan minimum-zóna van a Nagy Getétől délre. Az első minimum valószínűleg a Dunától északra záródik le, míg a másodiknak említett minimum-zóna három kisebb minimumra oszlik. Az ismert és feltárt széntelepek a minimumok peremén vannak (Dorog, Sárísáp, Nagysáp, Ebszönybánya, Annavölgyi-bánya, Tokod). Sárísáp és Nagysáp között a minimum közepén egy közel K—Ny irányú maximumot találunk, ez a medencében —200 m mélységben talált szirtnek felel meg. Ez a szirt osztja három részre a medence mélyebb részeit. A Baranov-módszerrel készített magasabb derivált izogamma-térkép lényegesen több részletet ad, mint a Bouguer-anomália-térkép. A Magoshegy—Nagy Gete felszíni triásztömegeinek megfelelően különálló maximumokat kapunk, a kettő közt kis minimum van, ahol nem túl nagy mélységben szénbányászás folyik. Tokodnál az izogammák tökéletesen követik a mélyszerkezet körvonalait, és a Nagysáp—Sárísáp közti medencében is kitűnő egyezést kapunk a szerkezeti képpel. Kevésbé jó az egyezés a Strázsahegytől északra, itt azonban aránylag kevés graviméter-mérés volt, és a szeizmikus mérések által a Strázsahegygel párhuzamosan kimutatott maximum képünkön nem jelentkezik. Ettől eltekintve mindenütt látható, hogy a magasabb deriváltak módszerével számított anomália-térkép az alaphegység mélybeli kontúrjával jól megegyezik.

Az Elkins módszerével számított izoanomál térkép már nem mutat annyi részletet, mint az előbbi, bár a Bouguer-féle izogamma-térképnél részletesebb. Posgay dolgozatában [12] néhány szeizmikus szelvény mentén összehasonlítja a Bouguer-, Baranov-, Elkins-anomáliákat a szeizmikus mérések eredményeivel és ugyanarra a megállapításra jut, hogy Baranov szelvénye igen jó megegyezést mutat a szeizmikus szelvény-nyel. A módszer jól alkalmazható az Esztergom—Dorog-i medencéhez hasonló egyéb szénterületen is.

A 18. ábrán a már említett földtani szelvény mentén felrajzoltuk a három anomália menetét. Ezen a szelvényen is jól látható Baranov módszerének eredményes alkalmazhatósága. A Baranov-anomáliában jól jelentkezik a szelvény közepén látható kiemelkedő triász rög, a 0 értékek pedig a fővetővonalak helyeit is kijelölik. Valószínűleg sűrűbb állomáshálózat mellett a magasabb deriváltak módszerét használva még több részletet kapnánk.

### Magyarország és Szlovákia területe

A maradékhatás számításának nagyobb területre való alkalmazását mutatjuk be a következőkben. A regionális hatások redukciójának gyakorlati célja általában az, hogy a maradékhatásokat vagy a potenciál magasabb parciális differenciálhányadosait jó megközelítéssel meghatározzuk.

Ritkán van szükségünk közvetlenül a regionális hatás ismeretére a nyersanyagkutatók során. A regionális hatás ismerete azonban igen fontos, ha a nehézségi erőter eloszlását regionális viszonylatban tanulmányozzuk. Egy nagyobb terület gravitációs vizsgálatánál a Bouguer-anomáliáknál jobb összefoglaló képet nyújtanak az izosztatikus anomáliák, amelyeknél feltételeztük, hogy a magas gyűrt hegységek alatt a földkéregben izosztatikus kompenzáció van jelen (*Airy*-féle hipotézis).

Az izosztatikus redukciók elvégzése után a gravitációs anomáliák kiegyensúlyozottabb értékserégét kellene megkapnunk, azonban ez gyakran nem történik meg. A lánchegységekben még fennmaradó negatív anomáliákat azzal igyekeznek magyarázni, hogy a hegységek még nem érték el az izosztatikus egyensúlyi helyzetet. Az izosztatikus anomáliák kiszámítása után is maradnak olyan anomáliák, amelyek nem magyarázhatók az izosztázia elméletének keretében. Ilyenkor sokszor az a kérdés, milyen az a regionalitás, amelynek hatása még mindig terheli az anomáliákat.

A regionalitás menetét megkaphatjuk kiegyenlítéssel. Berroth [13] a  $48^\circ$  és  $54^\circ$  szélesség, a  $4^\circ$  és  $20^\circ$  hosszúság között a Faye-féle anomáliákból negyedfokú megközelítésben kiegyenlítéssel kiszámította a nehézségi erő regionális menetét a szélesség és hosszúság függvényében.

Kvalitatíve ugyanilyen eredményre kell jutnunk akkor is, ha a középérték módszerét alkalmazzuk. A módszer lényegében azt tételezi fel, hogy a gravitációs anomáliák két komponensre bonthatók. Az egyik komponens nagy területre kiterjedő, egyenletesen változó regionális hatás, amelynek oka a kéreg mélyebb részeiben keresendő, a másik a maradékhatás a felszín-



hez közelfekvő üledékes rétegek helyi hatásának tulajdonítható. Az utóbbi meghatározása, mint ismeretes, gyakorlati szempontból fontos, a regionális anomália ismerete viszont a mélyszerkezetre vonatkozóan szolgáltat adatokat.

Az általunk alkalmazott módszerrel a regionális anomália értékét az

$$R = \frac{\sum_{i=1}^n g_i}{n}$$

formulával definiáljuk, ahol  $g_i$  valamely körön vett anomália értéke, tehát végeredményben a regionális anomália valamely állomás környezetében levő gravitációs anomáliák középértéke. A feldolgozásnál a középértékképzést három koncentrikus kör mentén végeztük el, három szabályos hatszög csúcsainak megfelelő pontokon, ahol  $n = 18$ , s ahol az egyes körök sugara:  $r = a, 2a, 3a$ , ahol  $a = 15$  km.

Az egyes állomásokon a maradékh hatás

$$M = g_0 - R,$$

ahol  $g_0$  az egyes állomások izosztatikusan redukált anomália értéke,  $R$  pedig a regionális anomália.

Ezzel a módszerrel végeztük el Magyarország és Szlovákia területén, a rendelkezésre álló alapállomáshálózat izosztatikusan redukált anomáliáit alapul véve, a regionális és maradékh hatás szétválasztását.

A regionális hatások izovonalait a 19. ábrán láthatjuk. Érdekes, hogy a terület közepén a regionális hatásnak kiterjedt maximuma van, amely nagyjából ÉK—DNy irányban halad, s elválasztja az észak-északnyugati depressziós zónákat a délkeleti depressziós zónáktól. A mélybeli nagyobb sűrűségű tömegek felhalmozódása tehát itt helyezkedik el, körülbelül a Dunántúli Középhegység tengelyében, és folytatódik a szlovák határ mentén Kassa irányában. A regionális maximum tehát láthatóan a felszínen jelentkező hegységek, kiemelkedések vonalát jelöli ki. De lehetséges, hogy a kéreg belsejében keresendő a regionális maximum oka, hiszen a számítások alapjául szolgáló mérések eredményein minden olyan redukciót elvégeztünk, amelynek elvileg a felszíni tömegek eltávolítása után maradt anomáliákat kell adnia. A közepelő módszerrel maradt átlagos anomáliák — regionális hatás anomáliái — azt mutatják, hogy a regionális hatás növekszik délről a Középhegység felé, viszont északnyugatra-északra csökken a Kárpátok íve felé, ahol az izosztatikuss anomáliák is aránylag kis értékűek.

Természetesen nem mehetünk nagyon messze következtetéseinkben, mivel nem állnak rendelkezésre mélyszeizmikus mérési adatok. Talán csak annyit mondhatunk, hogy az alföldi, deldunántúli és a kisalföldi medence-részek közt a felszín alatt nagy kiterjedésű tömegfelhalmozódás van, amelynek iránya megegyezik a Kárpátmedence, Mecsek vonulattól É-ra eső terület egy részének főtektonikai irányával, az ÉK—DNy iránnyal. Az északi minimum már a közeli kárpáti minimum értékeinek befolyására



alakul ki, mivel módszerünk végeredményben a környezet középértékét adja meg.

A maradékhatások térképe (20. ábra) természetesen nem alkalmas minden részletében a földtani viszonyok tanulmányozására, mivel nagy távolságban levő állomásokra számítottuk ki őket, s így igen sok véletlen jellegű kisebb maximum-minimum tarka képét láthatjuk, amelyek azonban összefüggésben vannak a felszín alatti sűrűségkülönbségekkel, szerkezetekkel. Vizsgálatunk célja elsősorban az volt, hogy vajon meg tudjuk-e magyarázni valamilyen regionalitással azt a különös megfigyelést, hogy Magyarország Bouguer vagy akár izosztatikus anomália-térképét tekintve, a kisalföldi területen jóval kisebb anomáliák vannak, mint az Alföldön, holott a mélyfúrások nem igazolják azt, hogy a Kisalföldön mélyebb medencerésről lenne szó, mint a Nagyalföldön.

Ha megnézzük a regionális hatás Kisalföld felé eső gradiensét és összehasonlítjuk a Nagyalföld felé eső gradienssel, láthatjuk, hogy az előbbi gradiens nagyobb. Ez az aszimmetria okozhatja a gravitációs kép billenését, s valóban a maradékhatás térképén a kisalföldi és a nagyalföldi anomália-értékek nagy átlagban azonosak. Tehát valóban, a Középhegységgel kapcsolatos regionális hatás befolyásolja a gravitációs térkép alakulását. Ez az egyszerű magyarázata annak, hogy különösen a gyakorlatban használt színes gravitációs izogamma-térkép zöld foltjai — a minimum részek — a Kisalföldre esnek, míg a Nagyalföldön több, s nagy területre eső nagyobb anomáliás részeket jelző piros folt látható.

## ÖSSZEFOGLALÁS

A magyarországi gravitációs mérések feldolgozásánál rendszeresen alkalmazzuk a nehézségi erőter parciális deriváltjainak számítását. A rendelkezésre álló nagy anyagból néhány példát mutattunk be és ismertettük azokat a vizsgálatokat is, amelyek elsősorban a gyakorlat szempontjából tarthatnak érdeklődésre számot.

Általában elmondható, hogy a módszer jól alkalmazható hazai viszonyaink mellett, és hasznos adatokat szolgáltat az értelmezés teljesebbé tételére. A grafikus módszer alkalmazására lehetőségeink korlátozottak. A magasabb deriváltak számítása kissé hosszadalmas, de több előnnyel is jár. Így pl. az eljárás nagy előnye az is, hogy a munka elvégzethető kevésbé képzett technikussal is és az eljárás mentes az interpretátor önkényétől.

Bizonyos önkény azonban itt is van, de ezt talán nem is lehet önkénynek nevezni, itt gondolunk az alkalmazandó képlet megválasztására. Természetesen egy-egy nagyobb területen belül használhatjuk ugyanazt a formulát, hiszen ismertett vizsgálataink során bemutattuk Elkins, Rosenbach, Baranov formuláival számított eredményeinket, amelyek egyaránt jól érzékeltetik a mélybeli szerkezetek részleteit, legfeljebb az amplitudók különböznek.

De tapasztaltuk azt is, hogy a mérések és a redukciós eljárások pontossága erősen befolyásolja azt a képet, amelyet kapunk a magasabb derivál-

tak kiértékelése után. Így például a Baranov képletével számított  $\frac{\partial g}{\partial z}$  anomália meglehetősen sok helyi részletben bővelkedő, zavaros képet adott olyan területen, ahol régebbi típusú graviméterrel történtek felvételek, s a Bouguer-anomáliák hibája néhány tized milligal. Ezen a területen Elkins formulájával viszont már jobban értelmezhető adatokat kaptunk. Egyben azt is kimondhatjuk, hogy a pontos mérési anyag, pontos feldolgozás nagymértékben fokozza a módszer használhatóságának lehetőségeit. Más esetekben viszont az alkalmazandó formula megválasztására vizsgálatokat kell végeznünk.

De még van olyan feltétel, amelyet, ha nem is tudunk megvalósítani a gyakorlatban, mégis meg kell kísérelnünk teljesíteni jobb megközelítés végett.

A kiértékeléshez használt koncentrikus körök úgy vannak megszerkesztve, hogy szabályos négyszöghálózatos mérésnél a körök kiolvasási pontjaihoz egy-egy ténylegesen mért állomás esik. Ilyen hálózatot a gyakorlatban ritkán lehet létesíteni. A pontokon rendszerint interpolált értékeket kell kiolvasnunk. A hiba annál kisebb, minél sűrűbb az állomáshálózatunk, akkor is, ha nem szabályos négyszöghálózat áll rendelkezésünkre. Nálunk a részletes felvétel 500 m-es állomásközökkel történik, a belső kör sugarát azonban 1 km-nek vesszük. További vizsgálatunk egyébként a belső kör sugarának megválasztására fog irányulni; az eddigi tapasztalatok az 1 km-es sugárértéket elfogadhatónak mutatják. Mindenestre az anomáliák jellege szerint a sugár legkedvezőbb mérete területről területre változhatik [14].

Itt említjük meg, hogy a topografikus korrekció számításában is nagy pontosságra kell törekednünk, mert a Bouguer-anomáliában még elenyésző vagy alig észrevehető pontatlanságok kiemelődnek a  $\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}$  anomáliákban. Éppen így a helytelenül megválasztott sűrűségérték, amelyet a Bouguer-korrekciónál használunk fel, olyan maradékhatást adhat dombos, hegyes vidéken, amelynek semmi köze sincs a felszín alatti mélyebben fekvő geológiai szerkezetekhez.

Mindent összevéve: pontos mérés, szabatos és körültekintő feldolgozás után készült Bouguer izogamma-térkép legyen alapja a maradékhatás számításának.

Nagyon előnyös helyzetben voltunk ilyen szempontból feldolgozásainknál, és következtetéseink levonásában nagy segítségünkre volt sok helyen a fúrásoknál feltárt földtani szerkezetek és egyéb, főleg szeizmikus mérések eredményeinek ismerete. A magasabb deriváltak módszereivel számított anomáliák tehát a komplex értelmezéshez is hasznos adatokat nyújtanak.

Önmagában véve ismeretlen, más geofizikai módszerekkel vagy fúrásokkal fel nem tárt területeken is sokkal több ötletet, helyesebb irányítást adhat a további kutatáshoz a magasabb deriváltak módszerével számított izogamma-térkép, mint a szokványos Bouguer izogamma-térkép. Mindamellet a két térkép együttes szemlélete is szükséges.

A módszer természetesen nem zárhatja ki más módszerek alkalmazását. Ha nincs más geofizikai vagy földtani adat, akkor csak irányt mutathat, megszabhatja a költségesebb eljárások tervezését, így tehát gazdaságossági előnyökkel jár a módszer felhasználása. Mindenesetre a geológusokkal való együttműködés akkor is fontos, a helyes interpretáció érdekében, ha az értelmező geofizikus a geológiában is járatos [15].

A dolgozat a Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet Gravitációs Osztályán készült. Ez úton mondunk köszönetet a Vegyi és Energiaügyi Minisztérium Kőolajipari Igazgatóságának és a Kőolajkutató és Feltáró Vállalatnak, hogy a szükséges földtani és szeizmikus mérési adatokat közlésre rendelkezésünkre bocsátotta.

## IRODALOM

- [1] Böckh, H.: Brachyantiklinálisok és dómok kimutatása torziós mérleggel végzett nehézségi mérések alapján. Bányászati és Kohászati Lapok 9. sz. 1917.
- [2] Selényi P.: Roland Eötvös Gesammelte Arbeiten. Budapest, 1953. 379–384. old.
- [3] Pekár D.: Travaux de l'Institut Géophysique Baron Roland Eötvös (Rapport présenté à la quatrième assemblée générale de l'Union Géodésique et Géophysique Internationale à Stockholm en août 1930) Budapest, 1930.
- [4] Vajk R.: Regionális gradiens meghatározása és torziós-inga mérések interpretálása regionális gradiens esetén. Matematikai és Természettudományi Értesítő, Budapest, 1933. 465–489. old.
- [5] Nettleton, L. L.: Regionals, Residuals and Structures. Geophysics, XIX. No. 1. Jan. 1954. 1–22. old. — Facsinay L.: A graviméter mérések korszerű értelmezésének kérdései. Geofizikai Közlemények, II. 11. sz. 1953. 95–120. old.
- [6] Peters, L. J.: The direct approach to magnetic interpretation and its practical application. Geophysics, XIV. No. 3. 1949. 290–320. old.
- [7] Elkins, T. A.: The second derivative method of gravity interpretation. Geophysics, XVI. No. 1. 1950. 29–50. old.
- [8] Rosenbach, O.: Contribution to the Computation of the Second Derivative from Gravity Data. Geophysics, XVIII. 1953. 894–912. old.
- [9] Baranov, V.: Calcul du gradient vertical du champ de gravité ou du champ magnétique mesuré à la surface du sol. Geophysical Prospecting I. No. 3. sept. 1953. 171–191. old. — Rosenbach, O.: Quantitative studies concerning the Vertical Gradient and Second Derivative Methods of Gravity Interpretation. Geophysical Prospecting II. No. 2. Jun. 1954. 129. old.
- [10] Szalai T.: A Dunakönyök és Naszál vidékének tektonikai vázlata. Geofizikai Közlemények V. 4. sz. 1956. 50–63. old.
- [11] Posgay K.: Jelentés a M. Áll. Eötvös Loránd Geofizikai Intézet I/2. szeizmikus csoportjának 1955. évben az esztergomi szénmedencében végzett refrakciós szeizmikus méréseiről. Geof. Int. Adattár.
- [12] Posgay K.: 1955. évi szeizmikus mérések az esztergomvidéki szénmedencében. Geofizikai Közlemények V. 4. sz. 1956. 39–47. old.
- [13] Berroth, A.: Die regelmässigen Teile des Schwerefeldes mit einer Anwendung auf Mitteleuropa. Geofisica Pura e Applicata Vol. 28. 1954. 1–35. old.
- [14] Egyed L.: A regionális anomáliák elvi kérdéseiről. Geofizikai Közlemények V. 3. sz. 1956. 1–8. old.
- [15] Van Weelden, A.: On the Interpretation of Gravity Data. Geophysical Prospecting I. No. 2. Jun. 1953. 75–81. old.







F. STEINER

## MEASURING METHOD FOR THE DETERMINATION OF THE $\gamma$ -ACTIVITY AND SELF-ABSORPTION COEFFICIENT OF SMALL SAMPLES

Author is computing the number of  $\gamma$ -quanta escaping every second from a sphere of self-absorption coefficient  $\mu$ , activity  $n$  and radius  $R$ . On the basis of the formula obtained and using the diagram enclosed to this study,  $\mu$  can be defined by taking measurements (i. e. counting the discharges) on two samples with different radii. For the determination of the activity the measurement by means of a radiation standard is also necessary. The method has the advantage, that it may be applied to small samples. An increase of efficiency (in order to render possible the quick measurement on very small samples or on those of small activity) can be obtained by using a greater solid angle or scintillation counters.

## MÉRÉSI MÓDSZER KISMÉRETŰ MINTÁK $\gamma$ -AKTIVITÁSÁNAK ÉS ÖNELNYELÉSI EGYÜTTHATÓJÁNAK MEGHATÁROZÁSÁRA

STEINER FERENC

1. A radioaktív anyagok kutatásának közismert jelentősége szükségessé teszi a felszíni radioaktív mérések kvantitatív fejlesztését. Ehhez ezen anyagok fedőrétegeiben kialakuló radioaktív viszonyok pontosabb ismerete volna kívánatos, amihez megfelelő területekről vett nagyszámú minta pontos kimérése szolgálhatna alapul. — Ebből a szempontból a különböző minták  $\gamma$ -aktivitásának a szokásos módon, közönséges, nem speciális GM-csővel történő laboratóriumi méréséhez [1] a következő észrevételek fűzhetők:

a) a módszer nem adja meg az adott minta önelnyelési együtthatójának értékét, ezen a téren tehát, ha vesz is figyelembe elnyelési korrekciót az aktivitás-meghatározásnál, becslésre van utalva;

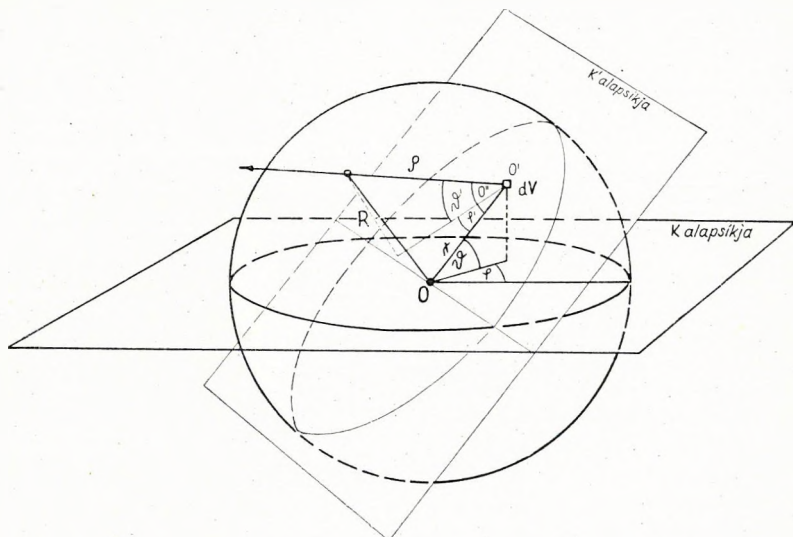
b) a módszer alkalmazásához — részben a) miatt — nagyméretű mintákra van szükség (több tíz kilótól egy mázsáig), ami egyrészt akadályozza nagyszámú minta begyűjtését, másrészt külső (kemény) sugárzások elleni védőburok alkalmazását, amely a háttérhatás e komponensének csökkentését célozná, körülményessé, ill. anyagigényessé teszi.

Mindemellett egyetlen GM-csővel általános esetben e mérés másképp nem látszik megoldhatónak. — Minthogy az elnyelési együttható ismerete külön sem érdektelen [2], közelítsük meg a kérdést úgy, hogy előbb módszert keresünk a  $\gamma$ -sugárzásra vonatkozó önelnyelési együttható meghatáro-

A kézirat 1957 március 28-án érkezett.

zására. Mint látni fogjuk, e módszer ismerete lehetőséget nyújt egy új mérési technika megválasztásához.

Kiindulásunk az a plauzibilis tény, hogy két azonos anyagú, geometriailag hasonló, de különböző méretű  $\gamma$ -sugárzó közül a nagyobbik (mivel a  $\gamma$ -kvantumoknak átlagban nagyobb utat kell megtenniök a test elhagyásához) a tömegegységre vonatkoztatva kevesebb  $\gamma$ -részecskét emittál a teljes térszögbe, mint a kisebbik. A viszonyokra éppen az ön-elnyelési együttható a jellemző. — Kvantitatív összefüggést az alábbi számítással nyerhetünk.



1. ábra.

2. A következőkben gömb alakú  $\gamma$ -sugárzó által a teljes térszögbe másodpercenként kisugárzott kvantumok számát fogjuk kiszámítani, ha a térfogategységben másodpercenként  $n$   $\gamma$ -részecske keletkezik, a gömb sugara  $R$  és  $\mu$  az ön-elnyelési együttható.\*

Szemeljünk ki egy  $dV$  nagyságú térfogatelemet a gömb belsejében, amelyet a gömb középpontjával azonos origójú  $K$  polár-koordinátarendszerben az  $r$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  koordináták jellemeznek (l. az 1. ábrát). Először azt számítjuk ki, hogy a  $dV$  által másodpercenként kisugárzott  $n \cdot dV$  részecske közül hány jut ki a gömbből. E célból egy  $K'$  polárkoordinátarendszerre van szükségünk, amelynek origója a kiszemelt  $dV$  térfogatelemmel esik egybe, alapsíkja tartalmazza az  $r$  távolságot és  $\theta$  szöget zár be a  $K$ -rendszer alapsíkjával. A  $dV$ -t elhagyó részecske egyenlő valószínűséggel haladhat bármelyik irány azonos környezetében. Mivel az

\* A számításokhoz az elnyelési törvény  $N = N_0 e^{-\mu x}$  alakját jó közelítésnek fogadjuk el.

egységnyi térszögbe kibocsátott sugárzás

$$\frac{n}{4\pi} dV,$$

a  $\vartheta'$ ,  $\varphi'$  irány körüli  $\cos \vartheta' d\vartheta' d\varphi'$  elemi térszögbe

$$\frac{n}{4\pi} dV \cdot \cos \vartheta' d\vartheta' d\varphi' \quad \gamma\text{-kvantum/sec}$$

sugárzódik. Ennek a nyalábnak  $\varrho(\vartheta', \varphi'; r)$  utat kell megtennie a gömb belsejében. Így a  $dV$  által minden irányban kibocsátott részecskék közül végül is

$$\frac{n}{4\pi} dV \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} e^{-\mu \varrho(\vartheta', \varphi'; r)} \cos \vartheta' d\vartheta' d\varphi' \quad (1)$$

hagyja el másodpercenként a gömböt.

A  $\varrho$ -függvény alakja az  $R$ ,  $r$  és  $\varrho$  távolságok által megalkotott háromszögből határozható meg. A  $\varrho$  és  $r$  által bezárt  $\Theta$  szögnek a vesszős koordinátákkal való kapcsolata

$$\Theta = \arccos(\cos \vartheta' \cdot \cos \varphi'), \quad (2)$$

mivel  $\vartheta'$  a  $K'$  alapsíkjától definíció szerint merőlegesen mért szög, a  $dV$  körül képzelt egységsugarú gömbön pedig  $\Theta$  átfogója a  $\vartheta'$  és  $\varphi'$  befogójú derékszögű gömbháromszögnek.

Az  $R$ ,  $r$ ,  $\varrho$  oldalakkal rendelkező síkháromszögre (2) segítségével felírt koszinusztételből már adódik  $\varrho(\vartheta', \varphi'; r)$ :  $\varrho = r \cdot \cos \vartheta' \cdot \cos \varphi' + \sqrt{r^2 \cdot \cos^2 \vartheta' \cdot \cos^2 \varphi' + R^2 - r^2}$ . (3)

(3)-at (1)-be helyettesítve már csak  $dV$  szerint kell integrálnunk, hogy megkapjuk a gömböt másodpercenként elhagyó  $\gamma$ -kvantumok  $N(n, \mu, R)$  számát:

$$N(n, \mu, R) = \frac{n}{4\pi} \int_0^R \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \exp[-\mu(r \cdot \cos \vartheta \cdot \cos \varphi' + \sqrt{r^2 \cos^2 \vartheta' \cos^2 \varphi' + R^2 - r^2})] r^2 \cos \vartheta' \cos \vartheta dr d\vartheta d\varphi d\vartheta' d\varphi' \quad (4)$$

Az integrálás kétszeres sorfejtés segítségével végezhető el olyan értelemben, hogy az  $\exp$  függvény sorkifejtése után kapott integranduszok közül azokat, ahol törtkitevő szerepel, újabb sorfejtésnek vetjük alá. A sorbafejtések után (4)

$$C \cdot \int_0^R \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} r^n \cos^v \vartheta \cdot \cos^{(v-1)} \varphi' \cdot \cos \vartheta dr d\vartheta d\varphi d\vartheta' d\varphi' \quad (5)$$

( $v$  pozitív egész szám)

alakú integrálokra esik szét, amelyek könnyen számíthatók, ui. (5)-ben a szögek szerinti integrál:

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \cos \nu \vartheta' \cdot \cos^{(\nu-1)} \varphi' \cdot \cos \vartheta d\vartheta d\varphi d\vartheta' d\varphi' =$$

$$= \begin{cases} 0, & \text{ha } \nu \text{ páros,} \\ \frac{(4\pi)^2}{\nu}, & \text{ha } \nu \text{ páratlan [3].} \end{cases} \quad (6)$$

(4) közelítő kiintegrálása után, ha az  $\exp$  függvény sorából négy, a binomiális sorból öt tagot veszünk figyelembe, a következő polinomot nyerjük:

$$N(n, \mu, R) = \frac{4\pi R^3}{3} n [1 - 0,7656 \mu R + 0,3999 \mu^2 R^2 - 0,1666 \mu^3 R^3]. \quad (7)$$

(7)-ből becsülhetjük a sorbafejtési közelítés hibáját. Természetesen a hibanő  $\mu R$  növelésével, de még  $\mu R = 0,5$ -nél is 3% alatt marad. A pontosság konkrét eszköz vagy konkrét méréssorozat esetén tovább növelhető (természetesen  $\mu R$  nagy értékeinél is), hiszen ez csak nagyszámú (5)-típusú integrál kiszámítását jelenti, ami (6) miatt technikailag sem probléma.

3,  $N(n, \mu, R)$  (4) vagy (7) szerint  $n$ -nel arányos. Egy konkrét mérési elrendezés két rögzített  $R_1, R_2$  értékpárjánál tehát  $N(n, \mu, R_2)$  és  $N(n, \mu, R_1)$   $Q$ -val jelölt aránya csak  $\mu$ -tól függ:

$$\frac{N(n, \mu, R_2)}{N(n, \mu, R_1)} = Q_{R_1; R_2}(\mu). \quad (8)$$

(7)-ből  $Q$  különböző  $\mu$ -khöz tartozó értékei egyszersmindenkorra kiszámíthatók, és táblázatban vagy grafikonon rögzíthetők. Ha tehát eszközünkkel az  $N(n, \mu, R_1)$ , ill.  $N(n, \mu, R_2)$ -vel arányos  $I_1$ , ill.  $I_2$  intenzitásokat (tetszőleges azonos időtartamra vonatkozó beütési számokat) megmértük, ezek aránya a grafikon vagy táblázat segítségével azonnal adja az önelnyelési együttható értékét.  $\mu$  birtokában pedig (7)-ből számolható az  $n$  aktivitás. Ehhez csak az  $N(n, \mu, R)$  és  $I$  közötti arányossági tényezőt kell megmérni egy etalon-sugárforrás segítségével.

Felmerülhet a kérdés, hogyan alakítsuk mintánkat  $R_1$ , ill.  $R_2$  sugarú gömbbé. A megoldás egyszerű:  $R_1, R_2$  sugarú, felül kis elzárható nyílással ellátott, gömbalakú tartókat készítünk, amelyekbe (ha szükséges, morzsolt vagy szemcsézett állapotban) beöntjük a mérendő anyagot. Utóbbi esetben megmérjük a tartókban levő minták tömegét és  $\mu, n$  értékeit az eredeti sűrűségértékre redukáljuk. Azonos (kicsiny) fálvastagságú edényeket alkalmazva,  $\mu$  értékének megállapításában a tartón való elnyelődés nem játszik szerepet,  $n$  értékében pedig kicsiny vagy elhanyagolható korrekciót ad.



A módszer, mint látjuk,  $\mu$  és  $n$  értékét az „eszközázllandók” (elsősorban  $Q_{R_1;R_2}$  ( $\mu$ )) birtokában egyszerűen adja, míg a szokásos módszer egyrészt nagy anyagmennyiséget kíván, másrészt a szolgáltatott  $n$ -érték is csak közelítő. Ezzel szemben a leírt módszernél egyetlen GM-cső alkalmazása gyakorlatilag csak nagyobb aktivitásoknál lehetséges. Általános esetben ui. túl sok időt venne igénybe egy minta kimérése a kis mérettel járó kis beütési szám/perc miatt. Ez azonban csak azt jelenti, hogy vagy több GM-cső alkalmazására kell áttérni, vagy szcintillációs számlálóval kell dolgozni. Ha szükséges igen kicsiny aktivitású vagy igen kis méretű minták mérése is, a percenkénti beütési szám (tehát a mérés gyorsasága) több szcintillációs számlálóval fokozható, az elhelyezésnél minél többet kihasználva a 4  $\pi$  térszöghől.

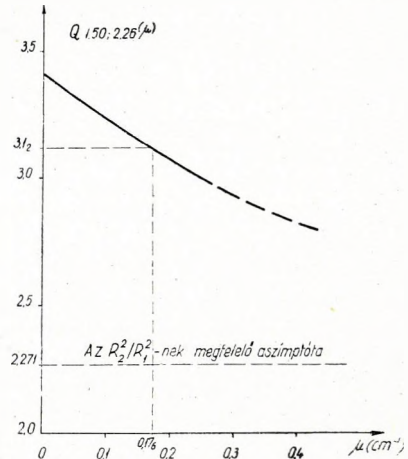
4. A módszert radioaktív anyagtartalmú homokon próbáltam ki a legegyszerűbb és mérési gyorsaság szempontjából legkedvezőtlenebb módon: egyetlen GM-csövet alkalmazva mértem önellenyelési együttthatót. ( $n$ -et sugárforráseletlon hiányában nem tudtam meghatározni.)

Mérésemnél tartókként erre a célra készített, igen vékonyfalú  $R_1 = 1,50$  cm és  $R_2 = 2,26$  cm sugarú üveglombikokat használtam. Az azonos térszöget a különböző méretű lombikoknál végablakos GM-cső használatával láttam a legegyszerűbben definiálhatónak. A lombikokat állványba rögzítettem, ügyelve egyrészt arra, hogy az állvány ne befolyásolja a mérést, másrészt, hogy cserénél vagy ismétléskor a tartó gömbök középpontjai azonos helyre kerüljenek. Ólomárnyékolással a háttérhatást 5 beütés/perc körüli értékre csökkentettem.

A mérési eredményeket a következő táblázat tartalmazza, ahol az adatok húsz perc alatt mért beütési számokat jelentenek.

		$I_1$			$I_2$
Háttér .....	110	—	Háttér .....	97	—
$R_1$ sugarú minta .....	138	28	$R_2$ sugarú minta .....	236	139
Háttér .....	102	36	Háttér .....	100	136
$R_1$ sugarú minta .....	152	50	$I_2$ közép = 137,5		
Háttér .....	94	58	$Q = \frac{I_2 \text{ közép}}{I_1 \text{ közép}} = 3,12$		
$R_1$ sugarú minta .....	150	56			
Háttér .....	107	43			
$R_1$ sugarú minta .....	145	38			
		$I_1$ közép = 44			

A  $Q_{1,5;2,26}(\mu)$  görbéről (l. a 2. ábrát) leolvasható az elnyelési együtttható  $Q = 3,12$ -höz tartozó értéke:  $\mu = 0,176$  cm<sup>-1</sup>.



2. ábra.

A mérésnél a teljes térszögnek csupán kb. két ezrelékét használtam ki. Ha ehhez hozzávesszük, hogy az irodalom [4] szerint a szcintillációs számlálók megszólalási valószínűsége másfél-két nagyságrenddel nagyobb, mint a GM-csőké, ez azt jelenti, hogy a jelen dolgozat 3. pontjának végén vázolt közözmegoldásokkal percekig tartó mérés is elegendő lett volna, s így is a pontosság sokszorosát lehetett volna elérni.

5. Összefoglalásul tekintsük át az eddigieket. A 2. pontban a  $\mu$  önelnyelési együtthatójú,  $n$  aktivitású,  $R$  sugarú homogén gömbből másodpercenként kilépő  $\gamma$ -kvantumok számát határoztuk meg. Az eredményül kapott (4)-ből sorbafejtéssel számítottuk a (7) összefüggést, mely ismert  $\mu$  esetén közvetlenül is használható kisméretű minták aktivitásának meghatározására. (7) az adottnál tetszőlegesen pontosabbá tehető.

Ismeretlen  $\mu$  meghatározásához két különböző sugarú minta kimérése szükséges. Megfelelő mintaméretek ( $R_1, R_2$ ) esetén eszközünkhöz (8)-ból számíthatók (7) segítségével  $Q$  értékei. A két mintán végzett intenzitásmérés hányadosa a meglevő  $Q$ -grafikon (l. pl. a 2. ábrát) segítségével azonnal adja  $\mu$ -t. — Az  $n$  aktivitás meghatározása etalonnal végzett mérés után közvetlenül (7)-ből történik.

A módszer tehát megadja  $n$  és  $\mu$  értékét. Előnye ezenkívül, hogy kisméretű minták elegendők alkalmazásához. A [4] alatt közölt példa esetében pl. a felhasznált anyagmennyiség nem haladta meg a 150 g-ot. Hogy a módszer rutinméréshez elegendő gyors legyen, a 3. pont második felében vázolt okok miatt és módon vagy nagyobb térszög-kihasználás, vagy szcintillációs számláló alkalmazása (esetleg a kettő együtt) ajánlható.

.....

Befejezésül köszönetet mondok Csókás János egyetemi docensnek a méréssel kapcsolatban adott hasznos tanácsaiért és Korányi Ádám matematikusnak, az Akadémia kutatójának, aki a 2. pontot matematikai szempontból szíves volt tüzetesen átnézni.

A fenti tanulmány a Műszaki Egyetemi Karok (Sopron) Geofizikai Tanszékén készült.

## I R O D A L O M

- [1] Jakosky: Exploration Geophysics. II. kiad. 1014. oldal.
- [2] Tiratsoo: Petroleum, July 1945.
- [3] Gröbner—Hofreiter: Integraltafeln II. 97. oldal.
- [4] Fünfer—Neuert: Zählrohre und Szintillationszähler. Vlg. Braun, Karlsruhe.

## BOULANGER SZOVJET PROFESSZOR ELŐADÁSA

*Dr. Yuri D. Boulanger* professzor, a Nemzetközi Geofizikai Év Szovjet Nemzeti Bizottságának alelnöke, a Magyar Geofizikusok Egyesületében 1958. március 5-én előadást tartott „Gravitációs alaphálózatok kifejlesztése a Szovjetunióban” címmel.

Boulanger professzor előadásában változtatta a tervszerű elgondolást, amelyvel a Szovjetunió hatalmas területén a gravitációs alaphálózatot kifejlesztették. A hálózat kifejlesztésében kiindulásul szolgáltak a relatív ingákkal mért állapotállomások. Ezek közül két meghatározott ingaállomás között műszerhitelesítési alapvonalat létesítettek és ezen az alapvonalon hitelesítették a gravitációs alaphálózat mérésében használt műszereket. A kezdetben használt Nörngaard típusú műszerek rendszeres hibájuk miatt nem bizonyultak megbízhatóknak s ezért 1952 óta a további méréseket GAE típusú szovjet műszerekkel végezték el. Az utóbbi műszerek nagy előnye az, hogy rendszeres hibáktól jóformán mentesek. Az előadó részletesen elemezte a mérésekben jelentkező hibákat és azok számítási módját. A hibák csökkentése

érdekében két-két pont közötti nehézségkülönbség mérését 6–9 műszerrel végzik és a mérést legalább kétszer megismétlik. Az alaphálózat graviméter méréseit többnyire úgy végezték a Szovjetunióban, hogy a kiválasztott alappontot oda-vissza mérés útján kötötték össze a szomszédos alappontokkal s így alakultak ki a hálózat poligonjai. A hálózati poligonok oldalai általában több száz km hosszúak és a mérés alkalmával a műszerek és észlelők szállítása repülőgépen történt. Az előadó megemlékezett arról is, hogy a Szovjetunió két obszervatóriumában, Moszkva mellett és Pulkovóban folytonos graviméter regisztrálásokat végeznek a Nemzetközi Geofizikai Év munkálataival kapcsolatban. A nehézségi gyorsulás abszolút meghatározására Leningrádban korszerű, nagy pontosságú módszerekkel előzetes kísérletek történnek.

A mindvégig érdekes előadás bepillantást nyújtott a Szovjetunióban folyó tudományos munka egy részletébe. Az előadó professzor készségesen és kimerítően válaszolt a nagyszámú hallgatóság részéről elhangzott kérdésekre.

## KŐOLAJKUTATÁSI ANKÉT

A Magyar Geofizikusok Egyesülete 1958. április 10-én a Technika Házában egéssznapos kőolajkutatási ankétot rendezett. Az ankét előadói a kőolajkutatás hazai eredményeiről, népgazdasági és tudományos jelentőségéről számoltak be.

Az ankéton a következő előadások hangzottak el:

*Scheffer Viktor:* A magyarországi kőolajkutató geofizika fejlődésének története.

*Oslaczky Szilárd:* A magyarországi geofizikai kutatások néhány problémája.

Felkért hozzászólók: *Renner János* és *Stegena Lajos*.

*Groholy Tivadar:* Hazai szeizmikus mérések a kőolajkutatás szolgálatában. Felkért hozzászólók: *Gálfi János* és *Kilczér Gyula*.

*Rumpler János:* Alaphegység kutatás szeizmikus módszerrel. Felkért hozzászólók: *Lányi János* és *Tólmár Gyula*.

*Barlai Zoltán:* Mélyfúrás geofizikánk fejlődése a kőolajbányászatban. Felkért hozzászóló: *Sebestyén Károly*.

Az ankét iránt rendkívül nagy érdeklődés nyilvánult meg. Az előadásokat és hozzászólásokat élénk és színvonalas vita követte, amely örömdetesen tanúsította, hogy a különböző intézmények geofizikusai a legnagyobb egyetértésben működnek.

Az ankét anyagát a Magyar Geofizikusok Egyesülete valószínűleg nyomtatásban is kiadja.

## TARTALOM

<i>Barla György</i> : A földmágneses tér évszázados változásának longitudinális és transzverzális effektusa .....	4
<i>Facsinay—Pintér—Pollhammer</i> : A magasabb deriváltak számításának gyakorlati eredményei néhány magyarországi gravitációs mérési területen és a maradékhatások számításának kiterjesztése nagyobb területegységre.....	33
<i>Steiner Ferenc</i> : Mérési módszer kisméretű minták $\gamma$ -aktivitásának és önelteljesíti együtthatójának meghatározására .....	57

## CONTENTS

<i>G. Barla</i> : Longitudinal and transversal effect of the secular variation of the geomagnetic field.....	3
<i>Facsinay—Pintér—Pollhammer</i> : Practical results of the calculation of higher derivatives on some areas of gravity survey in Hungary and the extension of the calculation of residual effects to greater territorial units .....	33
<i>F. Steiner</i> : Measuring method for the determination of the $\gamma$ -activity and self-absorption coefficient of small samples.....	57



A transzformációs állandók másodfokú közelítés esetén

Obszervatórium	$-\frac{B}{\sqrt{A^2+B^2}}$	$+\frac{A}{\sqrt{A^2+B^2}}$	$-\frac{AC}{\sqrt{A^2+B^2}\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$	$-\frac{BC}{\sqrt{A^2+B^2}\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$	$+\frac{\sqrt{A^2+B^2}}{\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$	$+\frac{A}{\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$	$+\frac{B}{\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$	$+\frac{C}{\sqrt{A^2+B^2+C^2}}$
Chambon la Forêt ..	+0,211	+0,977	-0,482	+0,104	+0,870	+0,850	-0,184	+0,493
Witteveen.....	+0,023	+1,000	-0,200	+0,005	+0,980	+0,980	-0,022	+0,200
Rude Skov .....	-0,165	+0,986	-0,215	-0,036	+0,976	+0,963	+0,161	+0,218
Niemegk .....	-0,032	+1,000	-0,274	-0,009	+0,962	+0,961	+0,031	+0,274
Slutzk .....	+0,989	-0,149	+0,135	+0,899	+0,417	-0,062	-0,412	+0,909
Karsani .....	-0,331	+0,943	-0,328	-0,115	+0,375	+0,885	+0,311	+0,347
Tananarivo.....	+0,633	+0,774	-0,386	+0,316	+0,867	+0,671	-0,549	+0,499
Mauritius .....	+0,499	+0,867	-0,186	+0,107	+0,976	+0,847	-0,487	+0,214
Wysokaja Doubrawa	-0,926	+0,376	-0,243	-0,598	+0,763	+0,287	+0,707	+0,646
Zuy .....	+0,292	+0,957	-0,676	+0,206	+0,708	+0,678	-0,207	+0,706
Batavia .....	+0,489	+0,873	-0,086	+0,048	+0,995	+0,868	-0,486	+0,099
Au-Tau .....	-0,109	+0,994	-0,810	-0,089	+0,579	+0,575	+0,063	+0,815
Zô - Sè .....	-0,980	+0,197	-0,192	-0,956	+0,221	+0,043	+0,217	+0,975
Kakioka .....	-0,146	+0,989	+0,361	+0,053	+0,931	+0,921	+0,136	-0,365
Toolangi .....	+0,259	+0,966	+0,688	-0,184	+0,703	+0,679	-0,182	-0,712
Amberley .....	-0,388	+0,921	+0,892	+0,376	+0,250	+0,230	+0,097	-0,968
Apia .....	-0,558	+0,830	+0,398	+0,268	+0,878	+0,728	+0,489	-0,480
Honolulu .....	-0,931	+0,364	-0,003	-0,008	+1,000	+0,364	+0,931	+0,009
Sitka .....	-0,264	+0,965	+0,026	+0,007	+1,000	+0,964	+0,263	-0,027
Agincourt .....	+0,658	+0,753	+0,146	-0,128	+0,981	+0,739	-0,645	-0,194
Cheltenham .....	-0,790	-0,613	+0,189	-0,243	+0,951	-0,583	+0,752	+0,308
San Juan .....	+0,507	+0,862	-0,582	+0,343	+0,737	+0,635	-0,374	+0,676
Pilar .....	+0,732	+0,681	+0,460	-0,494	+0,738	+0,503	-0,540	-0,675
Coimbra .....	-1,000	-0,036	+0,022	-0,612	+0,791	-0,028	+0,790	+0,612
San Fernando .....	+0,404	+0,915	-0,205	+0,091	+0,975	+0,891	-0,394	+0,224
Stonyhurst .....	-0,890	+0,457	-0,446	-0,870	+0,212	+0,097	+0,189	+0,977





14. ábra. Az Esztergom–Dorog-i medence területén a triász alaphegység rétegszintvonalas térképe  
A szintvonalak értékköze 100 m. Vonalkázott terület: triász kibúvás





15. ábra. Bouguer-izogammák az Esztergom – Dorog-i medence területén a triász alaphegység rétegszintvonalas térképével





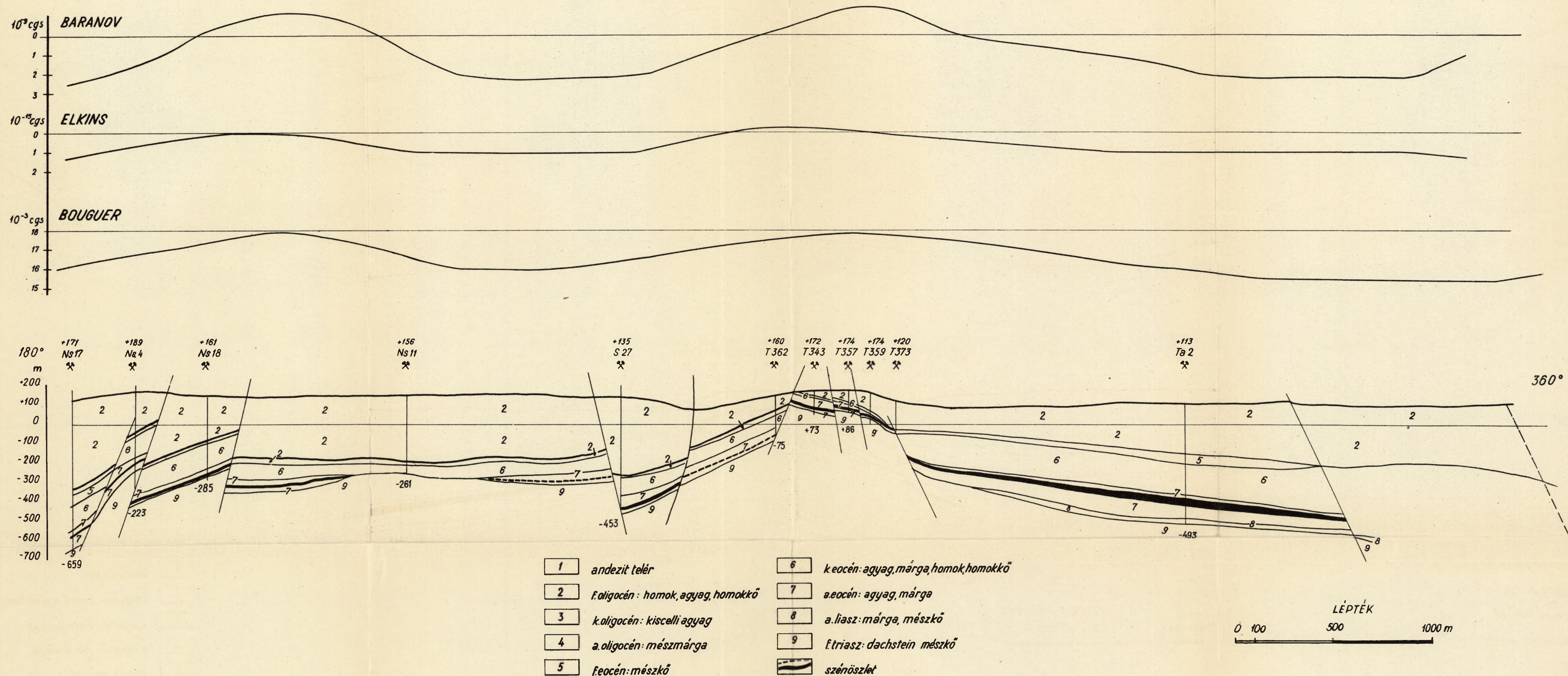
16. ábra. Baranov-anomáliakép az Esztergom-Dorog-I medence területén a triász alaphegység rétegszintvonalas térképével  
Vastag vonalak: izogammák, értékközük  $1 \times 10^{-4}$  cgs. Vékony vonalak: rétegszintvonalak, értékközük 100 m





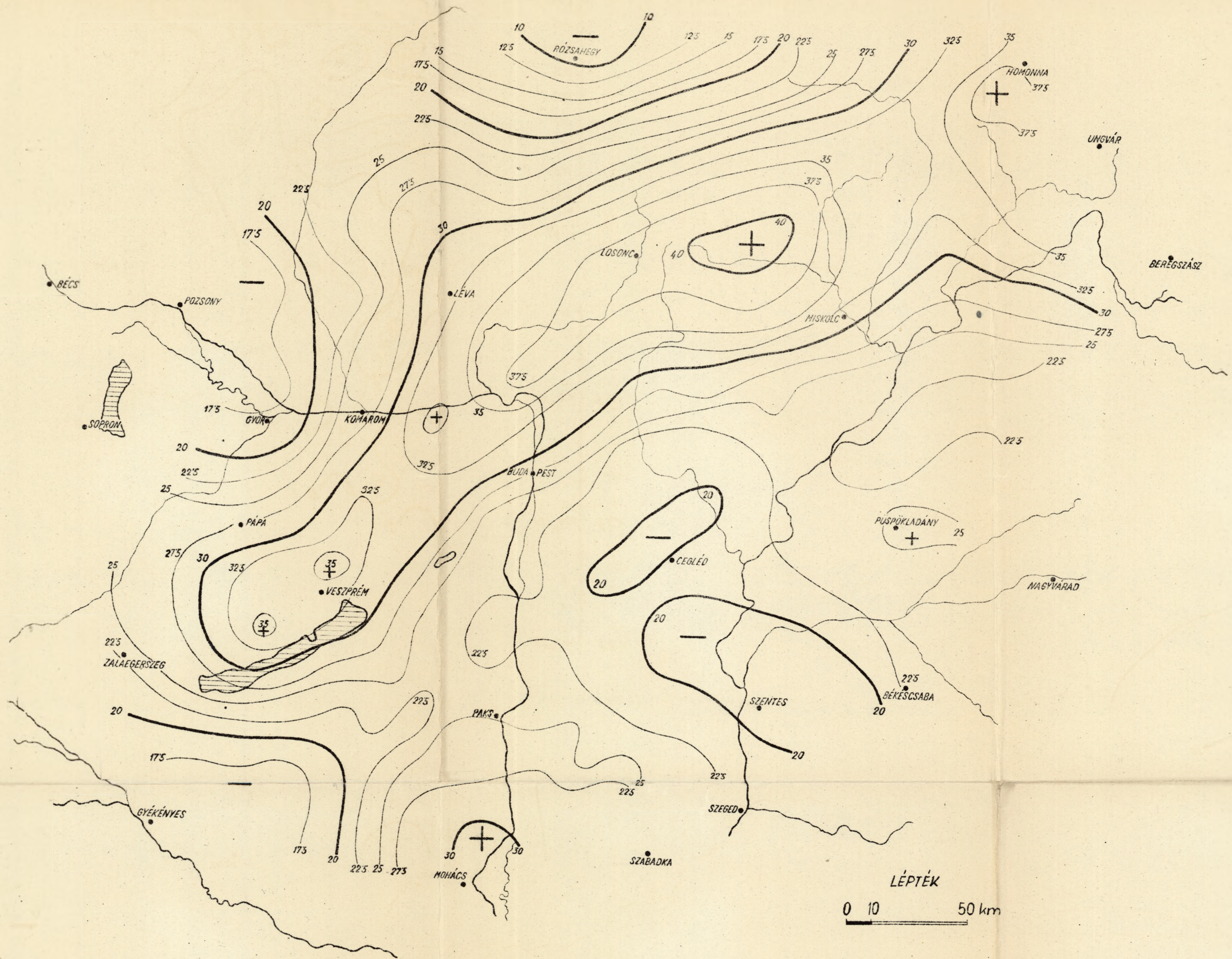
17. ábra. Elkins-anomáliakép az Esztergom-Dorog-i medence területén a triász alaphegység rétegszintvonalas térképével  
Vastag vonalak: izogammák, értékükük  $0,5 \cdot 10^{-10}$  cgs. Vékony vonalak: rétegszintvonalak, értékükük 100 m





18. ábra. Baranov-, Elkins-, Bouguer-anomáliagörbék a földtani szelvény (II.) mentén a dorogi medencében





19. ábra. Magyarország izosztatikus anomáliáinak regionális izogamma térképe (Középtérkép-módszer)





20. ábra. Magyarország izosztikus anomáliáinak maradék-anomália térképe (Középérték módszer)